

Житомирський державний університет імені Івана Франка

(повне найменування вищого навчального закладу)

фізико-математичний факультет

(повне найменування інституту, назва факультету (відділення))

кафедра фізики

(повна назва кафедри (предметної, циклової комісії))

МАГІСТЕРСЬКА РОБОТА

магістр

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему СТІЙКІСТЬ ОМІЧНИХ КОНТАКТІВ ДО
НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ЕПІТАКСІЙНИХ ПЛІВОК n-InN ПІД ДІЄЮ
ДЕГРАДАЦІЙНИХ ФАКТОРІВ

Виконав: студент 6 курсу, групи 62

напряму підготовки (спеціальності)

6.040203 Фізика*

(шифр і назва напряму підготовки, спеціальності)

Сай П. О.

(прізвище та ініціали)

Керівник Ткаченко О.К.

(прізвище та ініціали)

Рецензент Москвін П.П.

(прізвище та ініціали)

Житомир - 2015

ЗМІСТ

ВСТУП	4
РОЗДІЛ 1	8
ВЛАСТИВОСТІ ОМІЧНОГО КОНТАКТУ МЕТАЛ-НАПІВПРОВІДНИК ..	8
1.1. Контакт метал-напівпровідник.....	8
1.1.1. Випрямляючий контакт метал-напівпровідник.....	8
1.1.2. Омічний контакт метал-напівпровідник	9
1.2. Механізми струмопереносу в контактах метал-напівпровідник	10
1.2.1. Термoeмісія електронів над бар'єром	10
1.2.2. Польова і термопольова емісія.....	11
1.2.3. Механізм струмопереносу в омічних контактах з великою густиною дислокацій	14
1.3. Відомі контакти до нітриду індію.....	15
1.4. Деградаційні фактори - їх типи та механізми впливу.....	18
1.5. Омічні контакти після деградації.....	20
1.6. Висновки.....	26
РОЗДІЛ 2.....	27
ДОСЛІДЖЕННЯ ОТРИМАНИХ КОНТАКТІВ ДО n-InN	27
2.1. Структура омічних контактів	27
2.2. Дослідження розподілу питомого контактного опору	28
2.3. Ренгенодифрактометричні дослідження	35
2.4. Дослідження оже-електронної профілометрії	36
2.5. Висновки.....	38
РОЗДІЛ 3.....	40
ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМІВ СТРУМОПЕРЕНОСУ В ОМІЧНИХ КОНТАКТАХ Au-Ti-Pd-n-InN ТА МОЖЛИВІ ПОЯСНЕННЯ.....	40
3.1. Температурні дослідження контактного опору омічних контактів Au- Ti-Pd-n-InN.....	40
3.2. Модель протікання струму в омічних контактах через металічні шунти, спряжені з дислокаціями з дифузійним обмеженням струму	43

3.3. Пояснення залежностей ρ_c омічних контактів Au-Ti-Pd-n-InN від температури ШТО.....	48
3.4. Висновки.....	50
ВИСНОВКИ	51
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	52
ДОДАТОК А.....	57

ВСТУП

Актуальність теми. На сьогоднішній день надвисокочастотне (НВЧ) випромінювання знайшло широке застосування у різних сферах людської діяльності. Наприклад, випромінювання великої інтенсивності НВЧ діапазону використовується для безконтактного нагрівання тіл, а також для потреб радіолокації та радіозв'язку (мобільний зв'язок, системи передачі даних Bluetooth, Wi-Fi та WiMAX, що використовують НВЧ випромінювання малої інтенсивності). Що в свою чергу робить необхідним удосконалення вже існуючих та створення нових активних елементів, що працюватимуть у високочастотному діапазоні.

Такими приладами можуть слугувати діод Ганна (ДГ) та лавинно-прольотний діод (ЛПД). В свою чергу ЛПД відомий високим рівнем шуму, що робить генератор Ганна за сукупністю своїх параметрів одним з найкращих твердотільних НВЧ генераторів. Найбільш важливими характеристиками ДГ є потужність та частота генерованої ним хвилі. На що суттєво впливають конструкція діода, параметри напівпровідникового матеріалу, на основі якого він створений та властивості омичного контакту, що використовується для підключення приладу в зовнішнє електричне коло.

Найбільш широко для створення генераторів Ганна використовують матеріали групи $A^{III}B^V$. Провідні науковці зі всього світу займаються дослідженням експериментальних зразків діодів Ганна, що працюють на частотах близьких до 350 ГГц, однак їх потужність не перевищує 2 мВт. Більшість дослідницьких груп проводять дослідження ДГ в частотному діапазоні 90 – 140 ГГц, що дає змогу досягнути підвищення потужності генераторів Ганна до діапазону значень 100 – 130 мВт [1].

Серед проблем, які існують на шляху досягнення більших частот та потужності діодів, зараз гостро постає проблема створення надійних омичних контактів, що забезпечуватимуть стабільну роботу генератора Ганна в діапазоні його робочих температур (80 – 400 K). Зменшення контактного опору омичних контактів має важливе значення для всієї напівпровідникової мікроелектроніки в цілому.

Серед нових напівпровідникових матеріалів за рахунок ряду фізичних параметрів особливе місце займають нітриди. Ряд специфічних властивостей InN робить його незамінним при вдосконаленні існуючих та конструюванні нових напівпровідникових приладів. Порівнюючи параметри InN з параметрами інших тринітридів та найбільш поширених в мікроелектроніці напівпровідників (табл. 1.1), можна дійти висновку, що нітрид індія серед всіх нітридних сполук A^3N відрізняється наступними властивостями:

- найнижче значення ефективної маси для електронів ($m_e = 0.7m_0$) серед III-нітридів: GaN, AlN;
- висока величина дрейфової швидкості насичення електронів в електричному полі;
- висока рухливість електронів.

Отже, InN являється перспективним для створення надвисокочастотних приладів.

Об'єктом дослідження є фізичні процеси, що відбуваються в омічних контактах метал-InN під впливом швидкої термічної обробки.

Предметом дослідження є багат шарові контактні структури Au-Ti-Pd-n-InN.

Мета дослідження полягає в дослідженні фізичних процесів, що відбуваються під впливом швидких термічних обробок в омічних контактах Au-Ti-Pd-n-InN.

Для досягнення мети було поставлено такі **завдання**:

- дослідити вплив швидких термічних обробок на зміну питомого контактного опору омічного контакту Au-Ti-Pd-n-InN;
- вивчити фізичні процеси, що відбуваються в омічному контакті Au-Ti-Pd-n-InN під дією температурного впливу;
- дослідити розподіл компонент в контактній структурі;
- дослідити фазовий склад в контактній структурі Au-Ti-Pd-n-InN.

Таблиця 1.1.

Порівняння параметрів найбільш поширених напівпровідників з InN

Параметри	InN [4]	AlN [3]	GaN [4]		SiC [4]	Si [4]
			вюрцит	цинкова обманка		
Ширина забороненої зони E_g , eV	0,7 [2]	6,2	3,51	3,3	3,25	1,12
Поле лавинного пробоя EB , МВ/см	-	11,7	5	5	3	0,25
Рухливість електронів μ , $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$	3200	1100	1300	1000	800	1350
Максимальна швидкість v_s , $\cdot 10^7$ см/с	3,4	1,85	3	3	2	1
Температурна провідність χ , Вт/(см·К)	0,45	3,4	>2,1		4,9	1,5
Діелектрична. стала, ϵ	15,3	9,14	8,9-9,5	9,7	9,7	11,8

В роботі використані такі **методи дослідження**: метод лінії передачі з радіальною та лінійною геометрією контактних площадок для вимірювання питомого контактного опору, метод оже-електронної спектроскопії для визначення розподілу компонент в контактних структурах, метод рентгенівської дифрактометрії та метод растрової мікроскопії для дослідження фазової структури контактів.

Наукова новизна і теоретична значущість дослідження полягає в наступному:

- 1) встановлено взаємозв'язок між величиною питомого контактного опору омичного контакту до n-InN та температурою швидкого термічного відпалу;
- 2) експериментально виявлено аномальне зростання питомого контактного опору омичного контакту Au-Ti-Pd-n-InN зі збільшенням температури.

Практичне значення одержаних результатів полягає в наступному: використовуючи шари металізації Pd-Ti-Au можна створювати омічні контакти до n-InN, які необхідні для створення напівпровідникових приладів на основі цього матеріалу.

Апробація результатів роботи. Основні результати роботи доповідалися на конференції молодих вчених з фізики напівпровідників "Лашкарьовські читання 2015" (Київ, Україна, 2015).

Структура роботи. Робота складається із вступу, 3 розділів, висновків, списку використаних джерел і додатків. Загальний обсяг роботи складає 57 сторінок. Робота містить 21 рисунок і 7 таблиць. У списку використаних джерел 45 найменувань.

зазору δ наближено рівна міжатомній відстані і зазор стає прозорим для електронів, то очевидно, що висота бар'єру рівна різниці роботи виходу металу та електронної спорідненості напівпровідника: [5]

$$\varphi_b = \varphi_M - \chi \quad (1.1)$$

У випадку, якщо робота виходу електрона з металу більша ніж з напівпровідника n-типу і менша роботи виходу з напівпровідника p-типу, то формується випрямляючий контакт метал-напівпровідник (рис. 1.2).

У випадку, якщо робота виходу електрона з металу менша ніж з напівпровідника n-типу і більша роботи виходу з напівпровідника p-типу, то формується омічний контакт метал-напівпровідник.

У випадку, коли на поверхні напівпровідника існує велика густина поверхневих станів, то висота бар'єра визначається властивостями поверхні напівпровідника і не залежить від роботи виходу металу [6].

Випрямляючий контакт широко використовується в якості одного із основних елементів ряду напівпровідникових НВЧ-приладів.

1.1.2. Омічний контакт метал-напівпровідник

Для включення напівпровідникових приладів в зовнішнє коло потрібен контакт метал-напівпровідник, що не інjektує електрони, з електричним опором значно меншим, ніж у напівпровідника, і з лінійною вольт-амперною характеристикою. Такий контакт називається омічним. Важливу роль для всіх електронних і оптоелектронних пристроїв відіграє контактний опір омічного контакту (ρ_c) [5]. Контакт із великим опором погіршує енергетичну ефективність приладу через надмірний спад напруги на ньому.

Контактоутворюючі метали для формування омічного контакту повинні бути тугоплавкими, мати високу провідність, не взаємодіяти з іншими шарами металізації і не дифундувати вглиб напівпровідника і крізь шари металізації під дією робочих температур приладу.

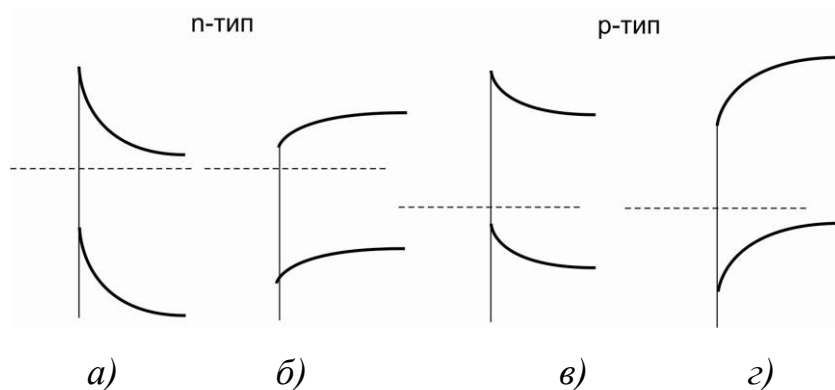


Рис. 1.2. Бар'єри напівпровідників різних типів з різними роботами виходу:
n-тип – а) $\phi_M > \phi_H$ - контакт випрямляючий, б) $\phi_M < \phi_H$ - омичний контакт; *p*-тип
 – в) $\phi_M > \phi_H$ - омичний контакт, г) $\phi_M < \phi_H$ - контакт випрямляючий

1.2. Механізми струмопереносу в контактах метал-напівпровідник

1.2.1. Термоемісія електронів над бар'єром

Для описання процесу проходження електронів над бар'єром в контакті метал-напівпровідник існує два основних підходи. Мотт та Шотткі припустили, що дифузія та дрейф електронів обмежують струм в області бар'єра, і на цьому припущенні основана дифузійна теорія. Бете розглядав емісію електронів із напівпровідника в метал як основний процес, що обмежує рух електронів. Оскільки цей процес нагадує звичайну термоемісію, то теорію Бете називають термоемісією електронів або діодною теорією [5]. Діодна теорія добре описує механізм струмопереносу в контактах для напівпровідників з високою рухливістю електронів.

Вольт-амперна характеристика у випадку термоелектронної емісії представляється у вигляді [6]:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (1.2)$$

де J – густина струму, A – стала Річардсона, яка рівна:

$$A = \frac{4\pi m^* q k^2}{h^3} = 1.2 \cdot 10^6 \left(\frac{m^*}{m} \right), \quad m^* - \text{ефективна маса електрона.}$$

При напрузі зміщення більшій за $3kT/q$, одиницею в формулі (1.2) можна знехтувати, тоді густина струму буде пропорційна $\exp(qV/kT)$. Однак на практиці така ідеальна характеристика ніколи не спостерігається. Густина струму буде змінюватись як $\exp(qV/nkT)$, де n – коефіцієнт ідеальності, який відрізняється від одиниці.

З формули (1.2) можна визначити опір омичного контакту:

$$R_C = \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1} = \frac{k}{ATq} \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right). \quad (1.3)$$

При $V \rightarrow 0$ $\exp(qV/kT)=1$, тоді (1.3) набуде вигляду:

$$R_C = \frac{k}{ATq} \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right). \quad (1.4)$$

Аналізуючи формулу (1.4), можна зробити висновки:

- контактний опір експоненційно зростає зі збільшенням висоти бар'єра;
- контактний опір залежить від типу напівпровідника і повільно зменшується зі збільшенням рівня легування ($\Delta\phi_b \propto N_D^{1/4}$) [8];
- контактний опір зменшується з ростом температури, і залежність $R_C T = f(1/T)$ в напівлогарифмічному масштабі повинна бути лінійною, причому її нахил пропорційний висоті бар'єра ϕ_b , а відсічка при $1/T=0$ пропорційна A [8].

1.2.2. Польова і термопольова емісія

Для сильнолегованого (виродженого) напівпровідника при низьких температурах струм в прямому напрямку визначається тунельним проходженням електронів з енергіями близькими до енергії Фермі в напівпровіднику (польова емісія електронів). Зі збільшенням температури електрони збуджуються на більш високі енергетичні рівні, і ймовірність тунельного проходження зростає, оскільки бар'єр стає більш тонким і більш низьким. Зі збільшенням енергії кількість збуджених електронів зменшується, але існують електрони з максимальною енергією над дном зони провідності, які роблять максимальний вклад в тунельний

струм (рис.1.3). Такий механізм струмопереносу називають термопольовою емісією.

Згідно теорії тунельного проходження ймовірність тунелювання крізь трикутний бар'єр з енергією меншою висоти бар'єра на ΔE визначається формулою [11]:

$$P = \exp \left[-\frac{4}{3} \frac{(qm^*)^{3/2} (\Delta E)^{3/2}}{\hbar \varepsilon} \right], \quad (1.5)$$

де ε - напруженість електричного поля в області бар'єра, $m^* = m_r m$ - ефективна маса електрона в напівпровіднику. Використавши вираз для максимального поля в бар'єрі $\varepsilon_{max} = \left(\frac{2q}{\varepsilon_s} N_D V_D \right)^{1/2}$ [6], формулу (1.5) можна переписати:

$$P = \exp \left(-\frac{2}{3} \frac{(\Delta E)^{3/2}}{E_{00} V_D^{1/2}} \right), \quad (1.6)$$

де E_{00} - параметр, введений Падовані і Стреттоном, який має розмірність енергії, поділеної на заряд, і визначається [11]:

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left(\frac{N_D}{m^* \varepsilon_s} \right)^{1/2}. \quad (1.7)$$

Відповідно до тунельного проходження через бар'єр в контакт метал-напівпровідник слідують наступні основні положення [6]:

- в прямому напрямку польова емісія спостерігається найчастіше для вироджених напівпровідників;
- E_{00} грає роль дифузійного потенціала бар'єра Шотткі, при якому ймовірність тунельного проходження електрона з енергією дна зони провідності на межі збідненої області рівна e^{-1} . Відношення kT / qE_{00} являється критерієм визначення типу тунельної емісії. Якщо $kT \ll qE_{00}$, то переважає польова емісія, якщо $kT \approx qE_{00}$ - термопольова емісія, і якщо $kT \gg qE_{00}$ - термоемісія.

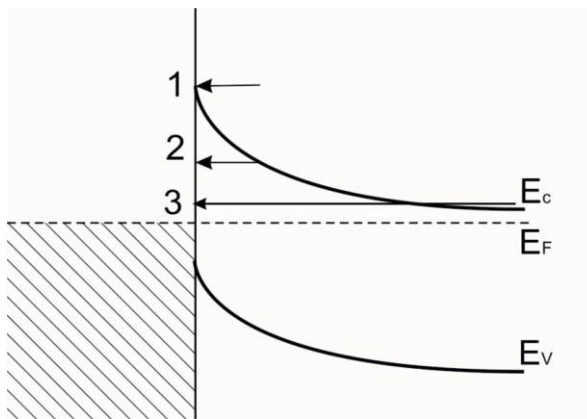


Рис. 1.3. Польова (3), термопольова (2) емісія при прямому зміщенні та термоелектронна (1)

За виключенням області дуже малих зміщень в прямому напрямку ВАХ має вигляд [11]:

$$J = J_s \exp\left(\frac{V}{E_0}\right), \quad (1.8)$$

де J_s є складною функцією температури, висоти бар'єру та параметрів напівпровідника, яка слабо залежить від прикладеної напруги; E_0 - функція температур та рівня легування визначається наступним чином:

$$E_0 = E_{00} \operatorname{cth}\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right). \quad (1.9)$$

Залежність диференціального контактного опору поблизу нульового зміщення ($R_c = \left(\frac{\partial V}{\partial J}\right)_{V=0}$) від рівня легування визначається [11]:

$$\text{- для польової емісії } R_c \sim \exp\left(\frac{q\phi_b}{E_{00}}\right); \quad (1.10)$$

$$\text{- для термопольової } R_c \sim \exp\left(\frac{q\phi_b}{E_{00} \operatorname{cth}\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right)}\right). \quad (1.11)$$

Аналіз формули (1.10) для польової емісії дає змогу встановити те, що:

- контактний опір залежить від рівня легування $\ln R_c \sim N_D^{-1/2}$;
- контактний опір експоненційно зростає з ростом висоти потенціального бар'єру;

- контактний опір практично не залежить від температури.

Якщо протікання струму через омичний контакт визначається термопольовою емісією (1.11), то:

- контактний опір експоненційно зростає з ростом висоти потенціального бар'єру;

- опір контакту зменшується зі збільшенням температури, однак набагато повільніше, на відміну від термоелектронної емісії.

1.2.3. Механізм струмопереносу в омичних контактах з великою густиною дислокацій

Останнім часом все частіше з'являються роботи, в яких спостерігається аномальне зростання контактного опору з підвищенням температури для омичних контактів до напівпровідників з великою густиною дислокацій. Даний процес протерічить класичним механізмам струмопереносу, таким як термоелектронна і термопольова емісія носіїв заряду, при реалізації яких величина R_c зі збільшенням температури повинна зменшуватися згідно з (1.4) і (1.11) відповідно. А при реалізації польової емісії спостерігається монотонна залежність R_c від T (1.10). Зокрема, зростаючі $R_c(T)$ були отримані для контактів In-n-GaP та In-n-GaN [7-9]. Також зростання питомого контактного опору спостерігалось в роботі [10], де досліджувались омичні контакти до p- та n-InP.

Для описання струмопереносу в даному випадку Т. В. Бланком та Ю. А. Гольдбергом була розроблена модель струмопереносу, в рамках якої враховується проходження струму через металічні шунти. Шунти представляють собою атоми металу, які осідають на дефектах напівпровідника, наприклад дислокаціях, і закорочують шар об'ємного заряду [8]. При цьому на краях таких металічних «голок» концентрується електричне поле, і протікання електричного струму проходить за рахунок польової емісії.

Було зроблено припущення, що в процесі формування омичного контакту відбувається дифузія атомів металу по дислокаціям або іншим дефектам

кристалічної ґратки та утворюються металічні шунти, котрі являються причиною утворення омичного контакту з низьким питомим контактним опором.

Оскільки опір металів при температурах вищих за температуру Дебая лінійно збільшується по мірі зростання температури, то варто очікувати отримання лінійно зростаючої температурної залежності контактного опору.

Якщо атомний радіус металу менший за сталу кристалічної решітки напівпровідника, то опір омичного контакту можна розрахувати наступним чином [8]:

$$R_c = \frac{\rho_0 + \alpha T}{\pi r^2 N_D} W, \quad (1.12)$$

де ρ_0 – питомий опір металу при $T \rightarrow 0$ К, α – температурний коефіцієнт питомого опору, W – ширина шару об’ємного заряду, r – атомний радіус металу, N_D – густина дислокацій або інших структурних дефектів, в які можуть проникати атоми металу.

Відповідно до (1.12), якщо в омичному контакті метал-напівпровідник струм протікає по металічним шунтам, то опір контакту лінійно збільшується по мірі росту температури, що характерно для металічного типу провідності.

Однак, ряд експериментальних досліджень зростаючих залежностей $R_c(T)$ в контактах метал-GaN залишався без пояснення. Оскільки для даних контактів в області низьких температур спостерігалась ділянка зменшення контактного опору з температурою, а зростання R_c від T не було лінійним. Рішення було знайдено в [10], де було зроблено припущення, що в напівпровідниках зі сходиною легування ($n-n^+$) можливе обмеження струму провідності дифузійним підводом.

1.3. Відомі контакти до нітриду індію

Омичний контакт є невід’ємним елементом кожного напівпровідникового приладу, даний контакт повинен мати високу електропровідність і теплопровідність, вносити якомога менші механічні напружки, мати гарну адгезію до поверхні напівпровідникової структури, бути технологічним і відтворюваним. Формування такого контакту можливе в наступних випадках:

- відсутності потенційного бар'єру між металом та напівпровідником, для чого робота виходу електронів з металу повинна бути меншою за спорідненість напівпровідника n-типу, що у випадку InN складає 5,8 eV , а для p-типу більше ніж сума забороненої зони та електронної спорідненості, що для InN складає 6,5 eV [3];

- існування вузького потенціального бар'єру, що можна домогтися високим рівнем легування поверхневого шару напівпровідника. В даному випадку тунелювання носіїв через потенційний бар'єр стає основним механізмом струмопереносу;

- зменшення висоти бар'єру за рахунок створення вузькозонного приконтактного шару, що робить можливим емісію носіїв заряду над бар'єром.

Для утворення подібного омичного контакту достатньо лише одного шару металізації. Однак для задоволення потреб майбутнього приладу він повинен володіти наступними властивостями в усьому діапазоні робочих температур приладу:

- відповідна робота виходу електронів з металу, що визначає вигин енергетичних зон в поверхневому шарі напівпровідника;

- низький питомий контактний опір, що є однією з найголовніших вимог до омичного контакту;

- висока температура плавлення, що забезпечує стійкість контакту до високих температур;

- уникнення існування високих механічних напруг на межі поділу метал-напівпровідник в діапазоні робочих температур.

Параметри металів та сплавів, що широко використовуються для створення омичних контактів занесені до таб. 1.2, а параметри нітриду індію та нітридів, що можуть утворювати з ним неперервний ряд твердих розчинів - таб. 1.3.

Таблиця 1.2

Параметри металів та сплавів, що широко використовуються для створення
омічних контактів [12, 13]

Метал	Робота виходу електронів, еВ	Температура плавлення, °С	Стала кристалічної решітки, нм	Температурний коефіцієнт лінійного розширення, $\times 10^{-6}$, К ⁻¹	Питомий контактний опір, мкОм·м	Вартість, \$/кг
Al	4,3	961	0,409	18,6	0,015	1,78
Au	4,25	660	0,405	21,0	0,026	38 181,34
Hf	3,8	2230	0,319	6		
Mo	4,3	2620	0,315	5,27	0,050	17,65
Ni	4,5	1453	0,352	13,2	0,068	12,52
Pb	4,2	327	0,495	28,3	0,190	1,97
Pd	4,8	1550	0,389	9,5	0,108	24 337,55
Pt	5,32	1770	0,392	9,5	0,098	36 779,60
Ta	4,12	2996	0,331	6,6	0,124	
Ti	3,95	1670	0,295	8,1	0,47	
W	4,54	3400	0,316	4,4	0,055	
WSi ₂	4,05	2160				
TiB ₂	3,8	2790	0,323	5,5		

Зазвичай при широкому діапазоні робочих температур приладу та його високих робочих потужностях виникає потреба покращення надійності омічних контактів, що може бути досягнуто використанням багатошарової металізації. Кожен шар металізації відіграватиме важливу роль в формуванні та роботі омічного контакту. Наприклад, для уникнення окислення використовують Au, що наносять як верхній шар металізації. Шари Pd або Ni, що характеризуються стійкістю до окислення та низькою температурою реакції з напівпровідниками

групи $A^{III}B^V$, можуть застосовуватися для покращення адгезії контактної структури. Можливе також таке підбирання шарів металізації, що зменшить механічні напруги в околі контакту з напівпровідником в широкому температурному діапазоні.

Таблиця 1.3.

Параметри нітриду індію та нітридів, що можуть утворювати з ним неперервний ряд твердих розчинів [12, 13]

Матеріал	Ширина забороненої зони, eV	Температура плавлення, $^{\circ}\text{C}$	Стала кристалічної решітки, нм	Температурний коефіцієнт лінійного розширення, $\times 10^{-6}, \text{K}^{-1}$
InN	0,7	1100	$a=0,354$ $c=0,570$	$\alpha_a = 3.8$ $\alpha_c = 2.9$
GaN (вюрцит)	3,4	2773	$a=0,319$ $c=0,519$	$\alpha_a = 5,59$ $\alpha_c = 3,17$
AlN	6,2	3000		$\alpha_a = 4.15$ $\alpha_c = 5.27$

1.4. Деградаційні фактори - їх типи та механізми впливу

Після виготовлення напівпровідникових пластин, структур на їх основі чи навіть корпусованих пристроїв на виробництві може виникнути питання їх керованої зміни (деградації). Одним із перших досліджуваних аспектів був вплив радіації на напівпровідникові пристрої. Зокрема, гама-кванти ^{60}Co з енергіями від 2,5 MeV призводять до утворення мережі кластерів дефектів, оскільки подібної енергії достатньо не лише вибити атом з вузла ґратки, а й передати йому енергію, достатню вибити ще групу атомів. Загальний розмір дефектного кластера, що утворюється від одного гама кванта може складати сотні атомів. З іншого боку, оскільки новоутворені дефекти мають схожі параметри, то неоднорідний напівпровідник або напівпровідникова структура з великими внутрішніми механічними напругами на межі контакту після опромінення малими дозами гама-квантів стає більш однорідна по розподілу дефектів та відрізняється меншими механічними напругами.

Термічний відпал полягає в розігріві напівпровідникової пластини чи структури, та експозиції протягом тривалого часу (від однієї до кількох годин) для зменшення механічних напруг на межі гетеропереходів та перерозподілу дефектів в об'ємному напівпровіднику. Його перевагами є відсутність генерації дефектних кластерів, однак під час розігріву та охолодження, через різницю температурних коефіцієнтів розширення ґраток, виникають механічні напруження в області гетеропереходів. При температурному відпалі прискорюється дифузія, що у випадку наявності р-n переходів може приводити до погіршення параметрів робочих структур.

Для зменшення дифузійних процесів з одного боку, та покращення параметрів переходів, гомогенізації домішок в об'ємі напівпровідника та переходів використовують швидкий термічний відпал (ШТВ) або швидку термічну обробку (ШТО). Його перевагами над термічним відпалом є зменшення взаємодифузії матеріалів та більша контрольованість процесу відпалу не лише за рахунок контролю температури а й за рахунок контролю часу обробки (що може лежати в діапазоні від секунд до десятків хвилин). Оскільки при швидкому розігріві температура поверхні та об'єму може кардинально відрізнятись в кілька разів, це призводить до виникнення фронту механічних напруг, який проходить вслід за фронтом термічного розігріву.

До недоліків такої обробки можна віднести наявність неоднорідного розігріву та охолодження зразка. А саме спектр випромінювання лінійних галогенних ламп розжарювання, що широко використовуються в сучасних установках швидкої термічної обробки, суттєво впливає на однорідність і ефективність нагріву зразка. Так, найбільш поширені лінійні галогенні лампи з біспіральною ниткою розжарювання мають широкий спектр випромінювання, що охоплює частину видимого діапазону. Оскільки зразок має різні коефіцієнти поглинання такого випромінювання для напівпровідника та сформованої металізації, це призводить до неоднорідного нагріву. Ефективність нагріву зразка визначається його коефіцієнтом поглинання, який збільшується зі збільшенням довжини хвилі випромінювання. Враховуючи даний факт, видима частина

спектру випромінювання галогенних ламп розжарювання зменшує ефективність нагріву зразка. Для підвищення ефективності нагріву можливе використання інфрачервоних галогенних ламп, спектр випромінювання яких також широкий, проте його пік зсунутий в довгохвильову область.

Наступними модифікаціями ШТО є ультразвукова обробка та мікрохвильова обробка. Перша створює акустичні хвилі в кристалі, що перерозподіляють домішки та неоднорідності а також призводять до зменшення внутрішніх механічних напруг в кристалі чи виготовленій структурі. Недоліком даного методу є його прив'язка до геометричних розмірів зразка та резонатора, що призводить до неможливості маніпуляції з довжиною акустичної хвилі. Обробка мікрохвильовим полем призводить до швидкого розігріву локальних неоднорідних областей та околу границь переходу. Однак механізми подібного впливу до цього часу не виявленні.

1.5. Омічні контакти після деградації

В ряді робіт в якості омічних контактів до n-InN та твердих розчинів на його основі запропоновано використовувати вольфрам (W) та силіцид вольфраму (WSi_x) завдяки високим температурам плавлення (3420°C та 2165°C відповідно таб. 1.2) та хорошій відповідності параметрів кристалічних решіток між W, WSi_x та InN. В табл. 1.4 приведені основні параметри контактів з одношаровою металізацією до n-InN і твердих розчинів на його основі (InGaN, InAlN): W(600 Å, 1000 Å) та WSi_x (1000 Å). Для покращення властивостей контактів WSi_x (1000 Å) застосовувалась швидка термічна обробка 500°C тривалістю 15 с, що дало змогу отримати контакти з питомим контактним опором $\rho_c = 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ (для невідпалених зразків $\rho_c = 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$) [23]. В роботі [26] отримані омічні контакти W/In_{0.17}Ga_{0.83}N/GaN/Al₂O₃ характеризувались високою термостійкістю та зберігали свою структуру при термічних обробках в діапазоні температур $500\text{--}950^\circ\text{C}$. Найменше значення $\rho_c = 2 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ було досягнуто при використанні одношарової металізації W(600 Å) до In_{0.17}Ga_{0.83}N після ШТО 950°C тривалістю 90 с [26].

Таблиця 1.4

Основні електрофізичні властивості контактів з одношаровою металізацією до n-InN і твердих розчинів на його основі

Металізація, товщина, нм	Напівпровідник	Концентрація носіїв, см^{-3}	Мінімальний питомий контактний опір, $\text{Ом}\cdot\text{см}^2$	Умови обробки	Силка
WSi _x (100)	InGa _{0.5} N/GaN/GaAs	10^{19}	$2\cdot 10^{-5}$	ШТО 700°C, 30с	[20]
W (100)	In _{0.65} Ga _{0.35} N/GaAs	10^{19}	$4,5\cdot 10^{-8}$	ШТО 600°C	[21]
WSi _x (100)			$1,8\cdot 10^{-7}$		
W (100)	In _{0.75} Al _{0.25} N/GaAs	$8\cdot 10^{18}$	$1,2\cdot 10^{-2}$	без відпалу	
WSi _x (100)			$2\cdot 10^{-3}$		
WSi _x (100)	InGa _{0.5} N/GaAs	10^{19}	$4\cdot 10^{-8}$	ШТО 600°C	[23]
W (100)			$2\cdot 10^{-7}$	без відпалу	
W (100)	InAlN/GaAs	$8\cdot 10^{18}$	$1,5\cdot 10^{-2}$	без відпалу	
WSi _x (100)			10^{-3}	ШТО 500°C, 15 с	
W (100)	InN/GaAs	10^{20}	10^{-7}	ШТО 400°C	
WSi _x (100)			$2\cdot 10^{-7}$	без відпалу	
W (60)	In _{0.17} Ga _{0.83} N/GaN/Al ₂ O ₃	$1.63\cdot 10^{19}$	$2\cdot 10^{-8}$	ШТО 950°C	[26]

В омичних контактах до нітриду індія є доцільним використання шарів Ti, котрий характеризується високою температурою плавлення (1608°C). Однак даний метал схильний до оксидзації (утворення високоомних сполук TiO, Ti₂O₃ та TiO₂), тому він використовується в парі з Al або Au. Контакти з двошаровою металізацією були досліджені в роботах [3,7,9,13], основні властивості даних контактів приведені в таб. 1.5. Шари Al, Au запобігають дифузії Ti на поверхню та

його окисненню і використовуються в ролі контактуючого шару для підведення зовнішніх провідників. Омічні контакти Ti/Al до плівок InN, InGaN, InAlN, отримані в роботі [23], залишались омічними після ШТО 600°C та характеризувались питомим контактним опором в межах $2,5 \cdot 10^{-7} \div 10^{-4}$ Ом·см². При подальшому збільшенні температури відпалу спостерігається деградація параметрів омічного контакту, в тому числі й збільшення його питомого опору, що може бути пояснено схильністю Al до оксидзації. При ШТО достатньо 10^{-4} % кисню для утворення високоомного шару Al₂O₃. Також недоліком цієї металізації являється низька температура плавлення Al (660°C) та схильність до утворення крапель алюмінію, що негативно впливає на його температурну стабільність. При цьому відносно низька температура плавлення алюмінію диктує необхідність у високих швидкостях нагріву зразка для виключення впливу розплавленого алюмінію на структуру контакту та уникнення його деградації.

Використання проміжного шару між Ti та Au дозволило в роботах [17-19] отримати низькоомні омічні контакти до InN, основні електрофізичні властивості яких занесені до таб. 1.6. Контактні структури Ti(500Å)/Pt(750Å)/Au(3000Å), досліджувані в роботі [18], характеризувались питомим контактним опором $1,86 \cdot 10^{-7}$ при T=300 K та були сформовані на плівках InN з концентрацією електронів 10^{20} см⁻³, вирощених на підкладці GaAs. В даній роботі були проведені дослідження питомого контактного опору в залежності від температури швидкого термічного відпалу, та показано, що величина ρ_c після ШТО при 300°C незначно зросла від $1,8 \cdot 10^{-7}$ Ом·см² до $2,4 \cdot 10^{-7}$ Ом·см². Контакти виявилися термостійкими після відпалу при 360°C – контактний опір не змінився. Серйозна деградація контакту спостерігалась після ШТО при 420°C тривалістю 60 секунд. Поверхня контакту ставала неоднорідною, що призвело до зростання ρ_c в межах від 3-х до 5-ти разів.

Таблиця 1.5

Основні електрофізичні властивості контактів з двошаровою металізацією до n-InN і твердих розчинів на його основі

Металізація, товщина, нм	Напівпровідник	Концентрація носіїв, см^{-3}	Мінімальний питомий контактний опір, $\text{Ом}\cdot\text{см}^2$	Умови обробки	Силка
Ti(20)/ Al(100)	InN/GaN	10^{19}	$6\cdot 10^{-5}$	без відпалу	[17]
W(100)/ WSi _x (100)	InN/GaAs	10^{20}	$1,1\cdot 10^{-7}$	після ШТО 400°C	[21]
Ti(20)/ Al(100)			$2\cdot 10^{-7}$	без відпалу	
Ti(20)/ Al(100)	In _{0.65} Ga _{0.35} N/ GaAs	10^{19}	$3,5\cdot 10^{-7}$	ШТО 600°C	[23]
Ti(20)/ Al(100)	In _{0.75} Al _{0.25} N/ GaAs	$8\cdot 10^{18}$	$6\cdot 10^{-4}$	без відпалу	
Ti(20)/ Al(100)	InN/GaAs	10^{20}	$2,5\cdot 10^{-7}$	без відпалу	
Ti(20)/ Al(100)	InGaN/GaAs	10^{19}	$3\cdot 10^{-7}$	ШТО 600°C	[27]
Ti(20)/ Al(100)	InAlN/GaAs	$8\cdot 10^{18}$	$1\cdot 10^{-4}$	без відпалу	
Ti(100)/ Au(200)	InN/AlN/Al ₂ O ₃	$2.14\cdot 10^{18}$	$1,42\cdot 10^{-7}$	без відпалу	
Al(100)/ Au(200)		$1.49\cdot 10^{18}$	$1,86\cdot 10^{-6}$	без відпалу	
Ni(100)/ Au(200)	InN/AlN/Al ₂ O ₃	$2.28\cdot 10^{18}$	$1,04\cdot 10^{-6}$	без відпалу	

Для покращення термостабільності контактних систем до нітриду індія в роботах [28,29] було запропоновано використання багатошарової металізації, що включає дифузійний бар'єр, протидіючий оксидзації та масопереносу контактоутворюючих шарів металізації. Даний шар представляє собою хімічно інертний, тугоплавкий метал з хорошою провідністю. В ролі дифузійних бар'єрів

можуть використовуватися нітриди, вольфраміди, бориди, а також тугоплавкі метали: іридій, платина, паладій, титан та ін. В роботі [28] вдалося отримати омичні контакти Pd(5 нм)/Ti(20 нм)/Pt(20 нм)/Au(100 нм) з $\rho_c = 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ до n-InN з концентрацією електронів 10^{20} см^{-3} . Також в даній роботі спостерігалась зростаюча залежність контактного опору в омичному контакті до InN в досліджуваному діапазоні температур 4,2 – 400 К, яку автори спробували пояснити металевою провідністю в виродженому InN. Детального опису механізму струмопереносу в омичному контакті в цій роботі не проводилося.

Порівняння електричних властивостей контактів Ti/Al/Ni/Au, Ti/Al/TiB₂/Ti/AuB до гетерошарів InN та їх термічної стабільності проводились в роботі [29]. Досліджувані плівки нітриду індію товщиною 500 нм були вирощені методом молекулярно променевої епітаксії з концентрацією електронів $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Отримана величина питомого контактного опору сягала $6 \cdot 10^{-6}$ і $3,5 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ для Ti/Al/Ni/Au та Ti/Al/TiB₂/Ti/AuB відповідно. Після ШТО при $T = 400^\circ\text{C}$ для обох контактів спостерігалось зменшення ρ_c (до $1,6 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ у випадку використання шарів TiB₂). При подальшому відпалюванні відбувалась деградація контактів Ti/Al/Ni/Au/InN, що пояснювалося дифузією шарів металізації в шари InN, яка було підтверджена результатами оже-спектроскопії. Даний процес не спостерігався при використанні антидифузійних шарів дибориду титану, в даному випадку контакти зберігали свою структуру після відпалу при $T = 600^\circ\text{C}$.

Таблиця 1.6

Основні електрофізичні властивості контактів з багатошаровою металізацією до n-InN і твердих розчинів на його основі

Металізація, товщина, нм	Напівпровідник	Концентрація носіїв, см^{-3}	Умови обробки	Мінімальний питомий контактний опір, $\text{Ом} \cdot \text{см}^2$	Силка
Ti (25)/Pt(50)/Au(300)	InN/GaAs	$5 \cdot 10^{19}$	ШТО 350-525 °C	$5 \cdot 6 \cdot 10^{-7}$	[17]
Ti(50)/Pt(75)/	InN/GaAs	$>10^{20}$	ШТО	$1,86 \cdot 10^{-7}$ при	[18]

Au(300)			300°C- 410°C 60с	T=300K; $4,47 \cdot 10^{-7}$ при T=430 K	
Ti(500)/Pt(750)/ Au(300)	InN/GaAs/InN/InGaAs/GaAs	$5 \cdot 10^{20}$	Без відпалу	$1.8 \cdot 10^{-7}$ $5 \cdot 10^{-7}$	[19]
Ti(25)/Pt(50)/ Au(100)	InGaN/GaN/GaAs	10^{19}	ШТО в N ₂ 400, 700, 800, 900 °C 30с	10^{-7}	[20]
Pd(50)/Ti(200)/ Pt(200)/Au(100)	InN/Si	$>10^{20}$	Без відпалу	$1.8 \cdot 10^{-7}$	[28]
Ti(20)/Al(40)/ Ni(20)/Au(80)	InN/Al ₂ O ₃	$3 \cdot 10^{18}$	ШТО 300- 500°C, 60 с в N ₂	$6 \cdot 10^{-6}$	[29]
Ti(20)/Al(40)/ TiB ₂ (20)/Au(80)				$1.6 \cdot 10^{-6}$	
Ti(30)/Al(160)/ Ni(40)/Au(50)	In _{0.18} Al _{0.82} N/AlN/GaN		ШТО 600- 800°C,	$1.1 \cdot 10^{-7}$ після ШТО 600 °C	[30]
Ti(30)/Al(100)/ Ni(40)/Au(50)	Al _{0.84} In _{0.16} N/AlN/GaN		ШТО 700- 900°C		[31]
Ti/Al/Ni/Au	InAlN/GaN	$10^{16}-10^{18}$	ШТО 700- 850°C, 30с.	$2 \cdot 10^{-5}$ після ШТО 800°C	[32]
	GaN(2.5нм)/InAlN/GaN			$3 \cdot 10^{-5}$ після ШТО 900°C	
Mo(15)/Al(60)/ Mo(35)/Au(50)	In _{0.17} Al _{0.83} N/AlN/GaN		ШТО 650°C,	$7,8 \cdot 10^{-7}$ після ШТО 650°C	[33]
Ti(30)/Al(70)/ Au(70)	AlInN/GaN	$2,3 \cdot 10^{19}$	ШТО 700- 900°C	$5,28 \cdot 10^{-4}$ після ШТО 850°C	[34]

Hf(15)/Al(200)/ Ta(20)	In _{0,18} Al _{0,82} N/GaN	$1,2 \cdot 10^{13}$ см ⁻²	ШТО 550- 700°C	$6,75 \cdot 10^{-6}$ після ШТО 600°C	[35]
---------------------------	---	---	-------------------	---	------

1.6. Висновки

На сьогоднішній день нітрид індію залишається одним з найменш вивчених напівпровідників серед тринітридів. Недостатньо вивченими також являються властивості омичних контактів, без яких неможливе створення напівпровідникових приладів на основі даного напівпровідника. Перш за все відомі дослідження температурної залежності питомого контактного опору не дають можливості встановлення механізму струмопереносу в омичних контактах до нітриду індію та твердих розчинів на його основі.

Узагальнюючи результати досліджень контактів до InN, можна зробити висновок про перспективність використання багат шарової металізації, що дає змогу формування надійних омичних контактів з використанням дифузійних бар'єрів. Властивості даних дифузійних шарів здебільшого визначають термостійкість та надійність контактів загалом.

РОЗДІЛ 2

ДОСЛІДЖЕННЯ ОТРИМАНИХ КОНТАКТІВ ДО n-InN

2.1. Структура омічних контактів

В даній роботі досліджувались омічні контакти до епітаксialьних плівок n-InN з концентрацією електронів в діапазоні $\sim 8.3 \cdot 10^{18}$ - $4.4 \cdot 10^{19}$, параметри яких наведені в таб. 2.1. Дані гетероструктури були вирощені в ФТІ ім. Йоффе РАН методом молекулярно-променевої епітаксії з плазмовою активацією (РАМВЕ) в установці Compact21T(Riber), оснащеною плазмовим джерелом активованого азоту HD-25(Oxford Appl.Res.). На підкладках c-Al₂O₃ спочатку вирощувались двохвимірні буферні шари GaN(000-1) товщиною ~ 0.9 мікрон, котрі задавали N-полярність наступним шарам InN(000-1). Вирощування контролювалось за допомогою дифракції відбитих швидких електронів та лазерної рефлектометрії.

Омічні контакти формувалися методом послідовного вакуумного напилення шарів металізації Au(100 нм)-Ti(50 нм)-Pd(30 нм) на підігріту підкладку $T=300^{\circ}\text{C}$ з наступним формуванням тестових структур для вимірювання питомого контактного опору (рис. 2.1).

Контактні структури Au-Ti-Pd-n-InN/GaN/Al₂O₃, отримані після термовакуумного напилення, характеризувались лінійними симетричними ВАХ, що вказує на формування омічного контакту.

Параметри досліджуваних напівпровідникових плівок n-InN

Таблиця 2.1.

Номер зразка		Товщина, мкм	Концентрація електронів, см ⁻³	Рухливість см ² /В·с
401	центр	2.5	8.3×10^{18}	1500
560	центр	0.9	4.1×10^{19}	850
	край	0.9	4.4×10^{19}	730

Багатошарова металізація Au/Ti/Pd використовувалась для підвищення надійності омичних контактів до нітриду індія, що необхідно для стабільної роботи даних контактів в широкому діапазоні температур. Кожен з шарів металізації виконує важливу функцію. Паладій характеризується стійкістю до окислення та низькою температурою реакції з n-InN, що робить можливим застосування його для покращення адгезії контактної структури. Шари Ti завдяки високій температурі плавлення та хімічній інертності відігравали роль дифузійних бар'єрів, що протидіють оксидації та масопереносу контактоутворюючих шарів металізації. Контактуючий шар, який використовується для контакту з підвідними провідниками, представляє собою шар золота.

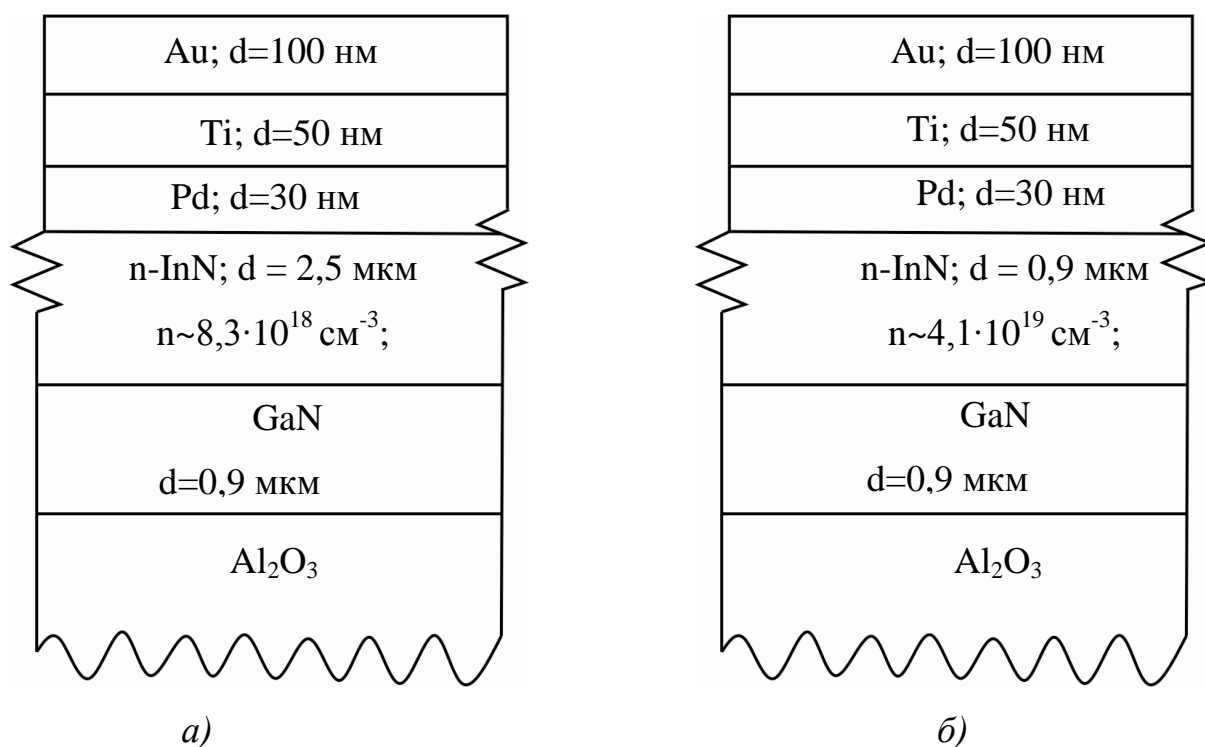


Рис. 2.1. Схеми омичних контактів Au-Ti-Pd-n-InN/GaN/ Al_2O_3

а) – зразок №401, б) – зразок №560

2.2. Дослідження розподілу питомого контактного опору

Ми досліджували питомий контактний опір омичних контактів до епітаксійних плівок нітриду індія методом лінії передачі (TLM - Transmission Line Method), який враховує струми розтікання. Даний метод має дві основні

модифікації з лінійною (Linear Transmission Line Method – LTLM) та радіальною (Circular Transmission Line Method – CTLM) геометрією контактних площадок.

LTLM (Linear Transmission Line Method) – метод лінії передачі з лінійною геометрією контактних площадок для визначення контактної опору при використанні планарних тестових структур. Дані структури мають переваги над вертикальними за рахунок меншої кількості технологічних процесів необхідних для їх виготовлення.

Для врахування струму розтікання вводять довжину переносу $L_{\text{ПЕР}}$ - відстань від краю контакту, на якій струм зменшується в e раз [36], і яка визначається за формулою:

$$L_{\text{ПЕР}} = \sqrt{\frac{\rho_K t}{\rho_{\text{П}}}} \quad (2.1)$$

Шаблон для вимірювання ρ_c представляє собою ряд однакових прямокутних контактів, ширина яких значно більша довжини, для запобігання бічного поверхневого розтікання струму. Вимірний опір можна записати у вигляді [36]

$$R = 2R_K + \frac{LR_{\text{ПП}}}{\omega} = 2 \frac{L_{\text{ПЕР}} R_{\text{ПК}}}{\omega} \coth\left(\frac{L}{L_T}\right) + \frac{LR_{\text{ПП}}}{\omega} \quad (2.2)$$

де $R_{\text{ПП}}$ - питомий поверхневий опір напівпровідника між контактами, $R_{\text{ПК}}$ - модифікований питомий опір шару напівпровідника під контактом, ω - ширина контакту, L_i - відстань між контактами.

При $L > 3L_{\text{ПЕР}}$, тоді $\coth\left(\frac{L}{L_T}\right) \rightarrow 1$ і повний опір можна визначити:

$$R = \frac{R_{\text{ПП}} L}{\omega} + 2 \frac{L_{\text{ПЕР}} R_{\text{ПК}}}{\omega}. \quad (2.3)$$

Побудувавши графік залежності $R=f(L_i)$, за кутом нахилу прямої ми розрахуємо $R_{\text{ПП}}$.

Довжина переносу визначається із:

$$2L_{\text{ПЕР}} = \sqrt{\frac{\rho_K}{R_{\text{ПП}}}}, \quad (2.4)$$

а питомий контактний опір

$$\rho_c = L_{ПЕР}^2 R_{ПП} . \quad (2.5)$$

У випадку $L > 3L_{ПЕР}$ похибка вимірювання питомого контактного опору розраховується за формулою [36]:

$$\frac{\Delta \rho_c}{\rho_c} = \frac{\Delta R}{R} + 2 \frac{\Delta L_i}{L_i} + 3 \frac{\Delta t}{t} + 3 \frac{\Delta w}{w} \quad (2.6)$$

Якщо $L < L_{ПЕР}$, то похибка визначається наступним чином:

$$\frac{\Delta \rho_c}{\rho_c} = \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta w}{w} + \frac{\Delta L}{L_T} \operatorname{cth} \left(\frac{L}{L_T} \right) \quad (2.7)$$

Результати розрахованої залежності $\Delta \rho_c / \rho_c = f(L_l)$, отримані в роботі [36], показані на рис. 2.2.

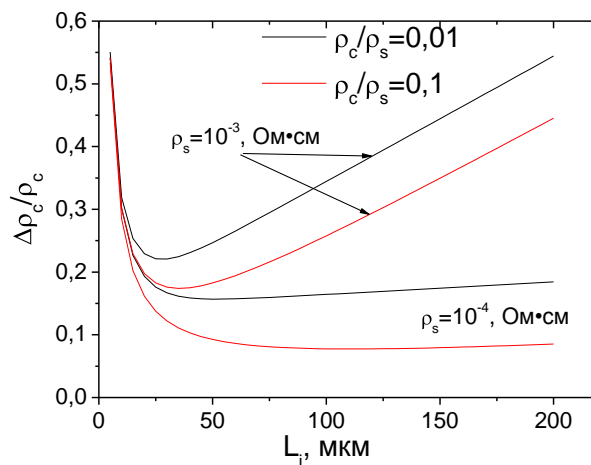


Рис.2.2. Залежність $\Delta \rho_c / \rho_c = f(L_l)$ при використанні LTLM

Використання структур з радіальною геометрією контактів (CTLM – Circular Transmission Line Method) дозволяє уникнути крайового розтікання струму без додаткової обробки [36].

Опір між контактними площадками визначається формулою [37]:

$$R = \frac{R_{ПП}}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{R_{ПП}}{2\pi} \frac{1}{\alpha r_1} \frac{I_0(\alpha r_1)}{I_1(\alpha r_1)} \quad (2.8)$$

де $I_0(\alpha r_1)$ і $I_1(\alpha r_1)$ – модифіковані функції Бесселя 0 та 1 порядків відповідно, $\alpha = 1/L_T = \sqrt{\rho_s / \rho_c}$ – коефіцієнт затухання.

Якщо внутрішній та зовнішній радіуси площадок вибрати так, щоб виконувалась рівність: $\ln(r_2/r_1) = C$, то формулу (2.8) можна представити у вигляді:

$$R = \frac{CR_{III}}{2\pi} + \frac{R_{III}}{2\pi} \frac{1}{\alpha r_1} \frac{I_0(\alpha r_1)}{I_1(\alpha r_1)} \quad (2.9)$$

При умові $L_{III} \gg r_1$, справедливим буде наближення $I_0(\alpha r_1)/I_1(\alpha r_1) \rightarrow 2/\alpha r_1$ [36]. Вимірний опір визначиться:

$$R = \frac{CR_{III}}{2\pi} + \frac{\rho_k}{\pi r_1^2} \quad (2.10)$$

Побудувавши залежність $R = f(1/r_1^2)$, за нахилом прямої отримуємо значення питомого контактного опору ρ_k .

Похибка вимірювання питомого контактного опору може бути визначена за формулою:

$$\frac{\Delta \rho_c}{\rho_c} = 2 \frac{\Delta l}{r} + \frac{\Delta R}{R} + \frac{\rho_s}{\rho_c} \frac{cr^2}{2t} \left(\frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta t}{t} \right) \quad (2.11)$$

Залежність відносної похибки вимірювань $\Delta \rho_c/\rho_c$ від величини радіуса контактної площадки, проведені в роботі [36], показані на рис. 2.3.

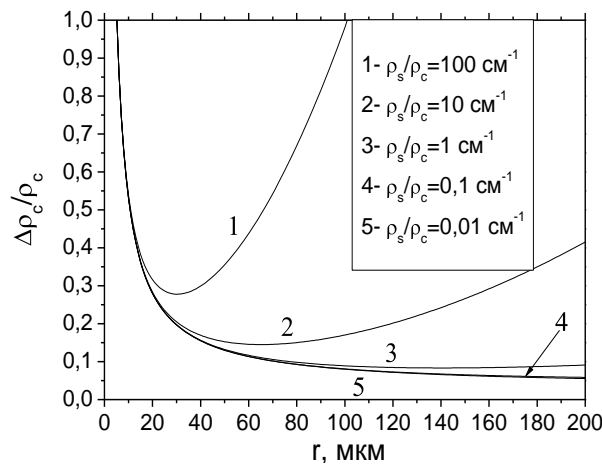
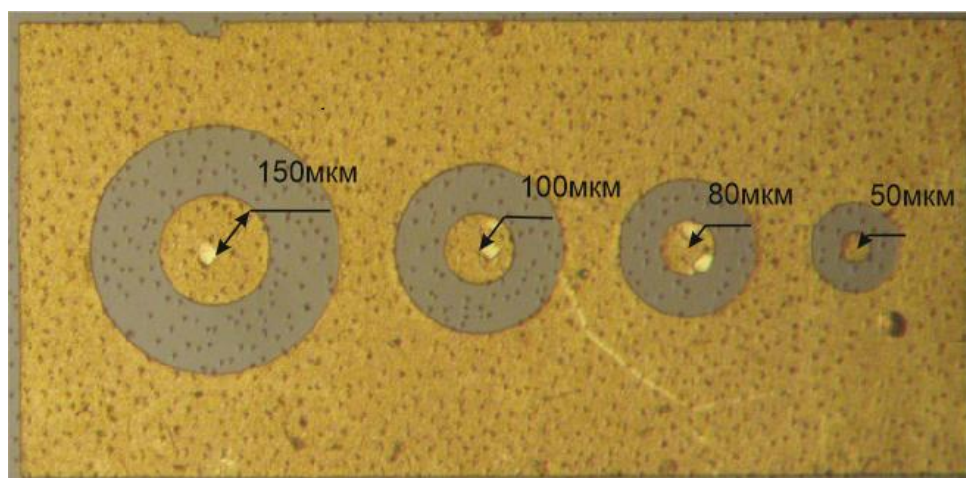


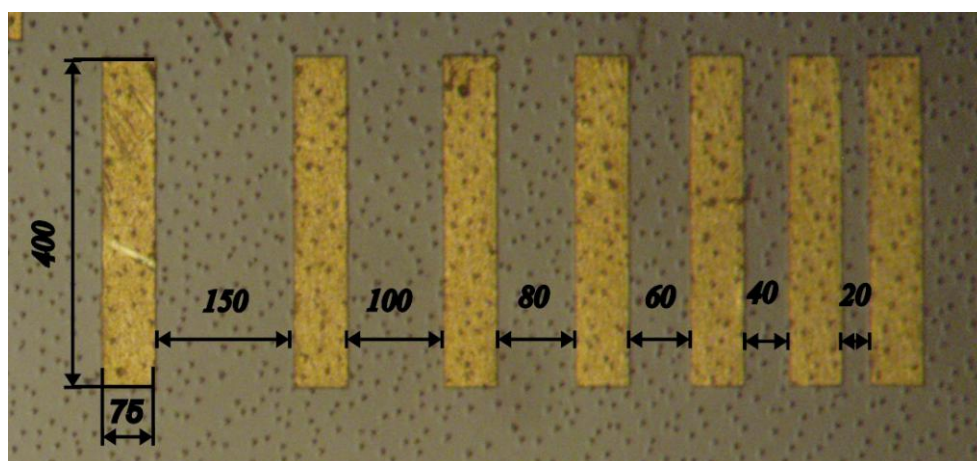
Рис. 2.3. Залежність відносної похибки вимірювань $\Delta \rho_c/\rho_c$ від величини радіуса контактної площадки при використанні CTLM

Отже, коли $L_{III} \ll r_1$, даний метод недоцільно використовувати, оскільки отримане значення питомого контактного опору буде відповідати оцінці зверху даної величини [37].

Для методу CTLM використовувався шаблон, який складається з концентрично розміщених контактних площадок. Внутрішні радіуси контактів склали 50, 80, 100, 150 мкм. Шаблон мав постійне відношення зовнішнього до внутрішнього радіусів, $r_2/r_1 = 2,5$. Для методу LTLM формувалися контактні площадки розміром 75×400 мкм на відстанях 20, 40, 60, 80, 100, 150 мкм одна від одної. На рис. 2.4 представлена типова тестова структура для вимірювання методом TLM.



а



б

Рис. 2.4. Тестова структура для вимірювання методом TLM

а – з радіальною геометрією площадок, б – з лінійною геометрією площадок

Визначена довжина переносу для методу TLM становить $L_{\text{ПЕР}} = 78$ мкм, що більше за внутрішній радіус контактної площадки ($r_1 = 20$ мкм). Тому на основі

залежностей (2.6; 2.7; 2.11) можна зробити висновок про доцільність використання в даному випадку CTLM.

Отримана величина ρ_k при кімнатній температурі для зразків №401 та №560 становила $3,0 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$; $3,2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ відповідно (рис. 2.5). Для покращення контакту між металізацією та напівпровідником використовувалась швидка термічна обробка (ШТО), температурою 350°C тривалістю 2 хв. В результаті питомий контактний опір зменшився в 6 разів, до $\rho_k = 5,0 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ для зразків з концентрацією носіїв заряду $8,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, та $\rho_k = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ для зразків з концентрацією носіїв заряду $4,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (рис. 2.6). При цьому для обох типів зразків спостерігалось і зменшення розкиду величин питомого контактного опору по пластині.

Додатковий відпал температурою 370°C та тривалістю 2 хв привів до подальшого зменшення питомого контактного опору: $\rho_c = 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ та $\rho_c = 5,6 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ для зразків №401 та №560 відповідно (рис. 2.7). Також спостерігалось подальше зменшення розкиду питомого контактного опору в порівнянні з вихідними зразками: на 68,7% для зразка №401, та на 57,3% для зразка №560.

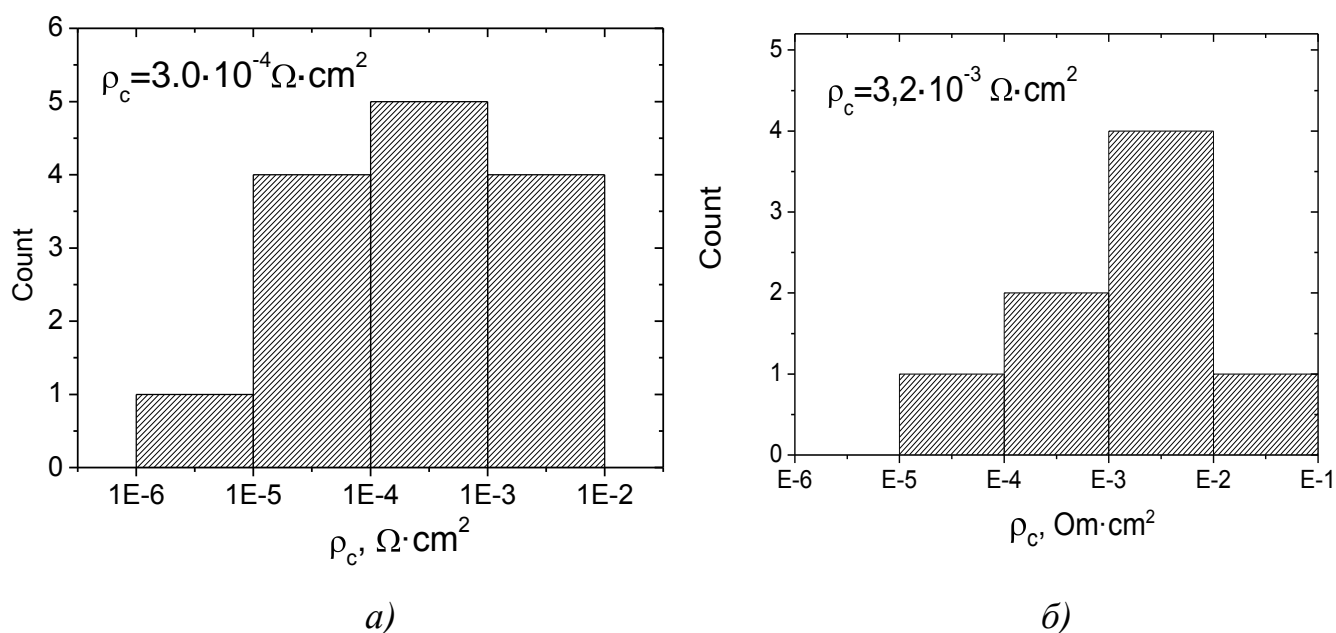


Рис. 2.5. Величини питомого контактного опору Au-Ti-Pd-n-InN при кімнатній температурі: а) – зразок №401, б) – зразок №560

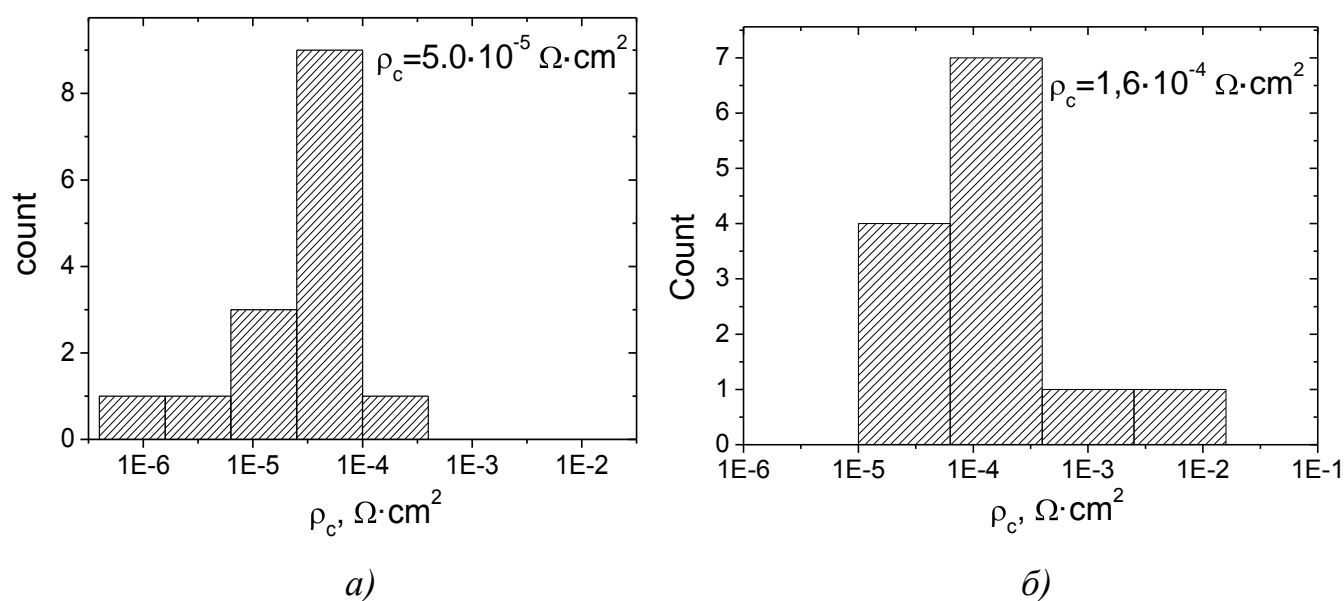


Рис. 2.6. Величини питомого контактного опору Au-Ti-Pd-n-InN після ШТО
 $T=350^\circ\text{C}$: а) – зразок №401, б) – зразок №560

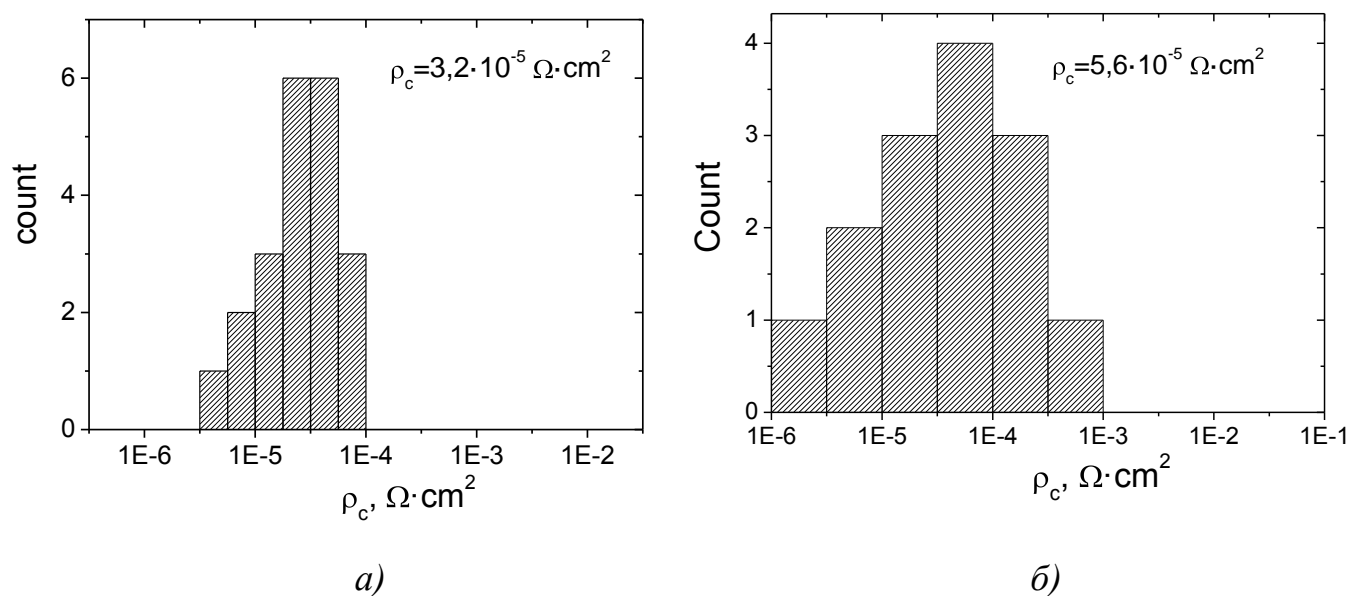


Рис. 2.7. Величини питомого контактного опору Au-Ti-Pd-n-InN після ШТО
 $T=370^\circ\text{C}$: а) – зразок №401, б) – зразок №560

2.3. Рентгенодифрактометричні дослідження

Рентгенодифрактометричне (XRD) дослідження контактної структури проводилися на установці ARL XTra (Thermo Scientific) (рис. 2.8).

Використовували Cu K_α випромінювання. Напруга на трубці становила -45 КВ, сила струму – 30 мА. Дифракційні спектри прописувались методом ковзного пучка. Виміри проводились в покроковому режимі з кроком сканування 0.030° і часом набору в точці - 1 секунда. Фазовий аналіз проводився з використанням бази даних ICDD, PDF-2 Release 2012.



Рис. 2.8. Установка ARL XTra (Thermo Scientific)

В зразок №560 містить піки тільки від золота (рис.2.9).

В зразку №401 крім піків золота присутній слабкий пік на 39.91 градусів (рис.2.10), що може говорити про присутність однієї або декількох фаз, а саме : In; PdTi ; Ti_4Pd ; $\text{Pd}_{0.2}\text{Ti}_{0.8}$; Ti_2O ; InPd_2Ti .

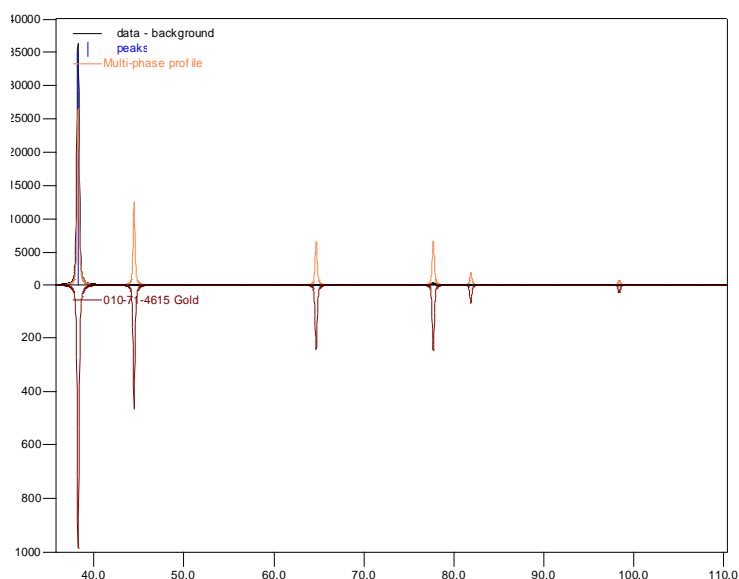


Рис. 2.9. Ренгенодифрактометричне дослідження зразка №560

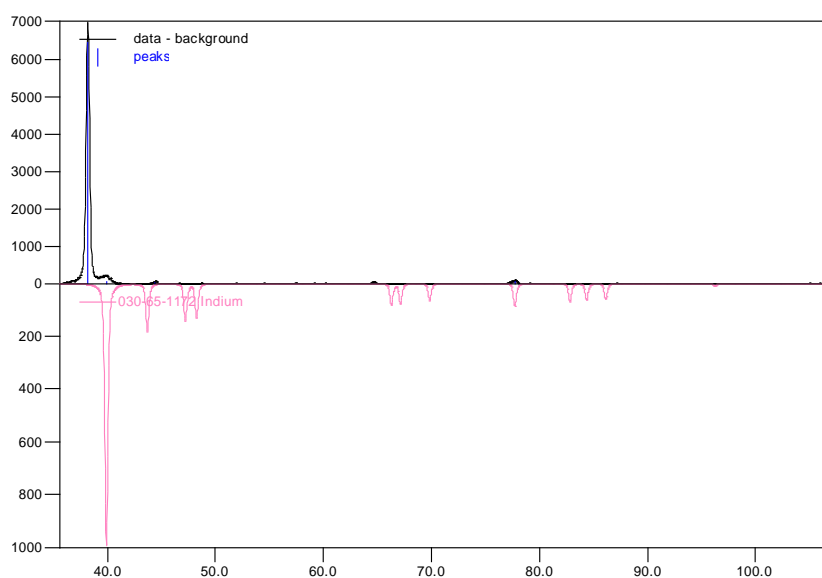


Рис. 2.10. Ренгенодифрактометричне дослідження зразка №401

2.4. Дослідження оже-електронної профілометрії

Для аналізу хімічного складу і відносної концентрації елементів в твердому тілі застосовувався метод електронної Оже-спектроскопії, що дозволяє дослідити приповерхневий шар завтовшки 1 нм. Для дослідження розподілу хімічних елементів по глибині зразка Оже-спектроскопія застосовувалася поряд з йонним травленням. Травлення проводили йонним пучком аргону з енергією 1 KeV. Знаючи швидкість травлення і реєструючи зміну Оже-спектрів, визначали профілі

розподілу компонент в контактах метал-InN.

Експериментальні дослідження профілю розподілу компонентів в контактах проводилося на установці LAS-2000 в Інституті електрозварювання ім. Є.О. Патона НАН України.

Як було показано в дослідженнях [38;39], внаслідок специфіки епітаксійного росту плівок n-InN на їх поверхні можливе утворення капель In, що було характерним для досліджуваних зразків (рис. 2.11). Даний процес може підсилюватись існуванням високої густини дислокацій, характерної для гетероструктур InN/GaN/Al₂O₃, що спричинює високу ймовірність концентрації на них атомів індію. В роботі [38] запропоновано розглядати подібний напівпровідниковий матеріал як композит метал-напівпровідник (In-InN).

На рис. 2.12 показані результати Оже-профілювання контактної структури, отриманої методом послідовного вакуумного напилення через маску шарів металізації Au(100 нм)-Ti(50 нм)-Pd(30 нм) на підігріту підкладку до $T=300^{\circ}\text{C}$.

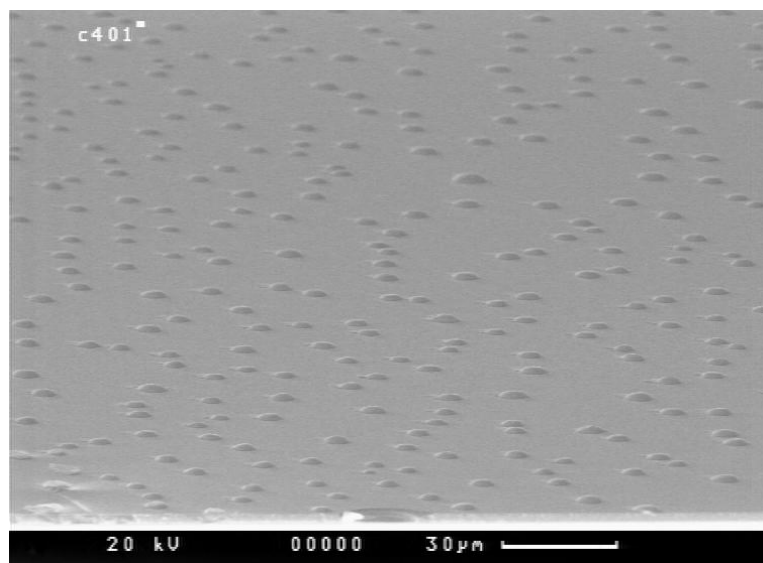


Рис. 2.11. Морфологія гетероструктури n-InN/GaN/Al₂O₃, зразок №401

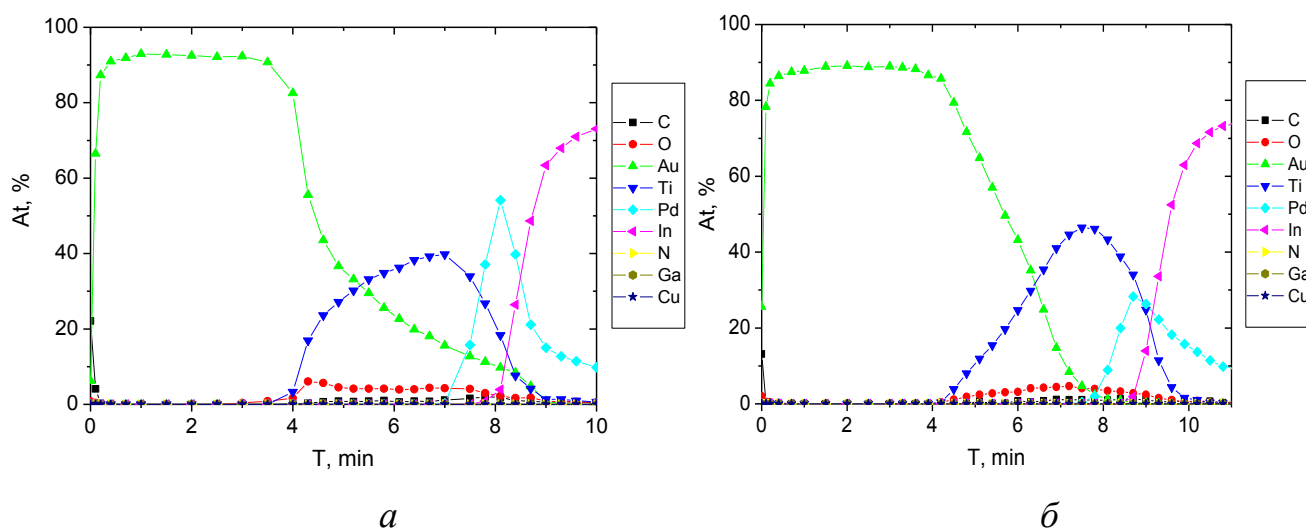


Рис. 2.12. Профіль розподілу компонент омічного контакту $Au-Ti-Pd-n-InN/GaN/Al_2O_3$, отриманий методом оже-спектроскопії для зразка №401(а), для зразка №560 (б)

Результати оже-електронної спектроскопії підтверджують збіднення азотом поверхні плівки $n-InN$. Виявлено, що вже при нанесенні контактоутворюючих шарів відбувається помітне розмиття межі поділу $Pd-InN$, викликане взаємодифузією атомів Pd та компонентів напівпровідника. Позаяк температура наплення компонентів металізації перевищує температуру плавлення індію ($T_{nl}=156\text{ °C}$ [40]), сформовані контакти є неоднорідними за фазовим складом.

2.5. Висновки

Ми отримали омічні контакти $Au-Ti-Pd-n-InN/GaN/Al_2O_3$ методом послідовного вакуумного наплення через маску шарів металізації $Au(100\text{ нм})-Ti(50\text{ нм})-Pd(30\text{ нм})$ на підігріту підкладку до $T=300\text{ °C}$. При кімнатній температурі отримані контакти до епітаксійних плівок $n-InN$ з концентрацією електронів $8,3 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ та $4,1 \cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$ характеризувались питомим контактним опором $\rho_c=3,0 \cdot 10^{-4}\text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ та $\rho_c=3,2 \cdot 10^{-3}\text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ відповідно.

Показано, що для покращення властивостей даного контакту можна використовувати швидку термічну обробку ($T=370\text{ °C}$, 2 хв.), що призводить до зменшення контактного опору на 89,3% ($\rho_c=3,2 \cdot 10^{-5}\text{ Ом}\cdot\text{см}^2$) у випадку легування $8,3 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$ та на 98,3% ($\rho_c=5,6 \cdot 10^{-5}\text{ Ом}\cdot\text{см}^2$) у випадку легування $4,1 \cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$.

Також після ШТО спостерігалось значне зменшення розкиду питомого контактного опору.

РОЗДІЛ 3

ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМІВ СТРУМОПЕРЕНОСУ В ОМІЧНИХ
КОНТАКТАХ Au-Ti-Pd-n-InN ТА МОЖЛИВІ ПОЯСНЕННЯ3.1. Температурні дослідження контактного опору омічних контактів
Au-Ti-Pd-n-InN

Якщо зробити припущення, що при протіканні струму з напівпровідника в метал бар'єр відсутній, а ймовірність тунелювання в тому ж напрямку ≈ 1 , можна розрахувати найменше значення контактного опору ($\rho_{c \min}$) [42]:

$$\rho_{c \min} = \frac{k}{qA \left(\frac{m_e}{m_0} \right) T} \cdot \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) = \frac{k}{qA \left(\frac{m_e}{m_0} \right) T} \cdot \frac{N_c}{N_d}, \quad (3.1)$$

де A – постійна Річардсона, що дорівнює $120 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$, m_e і m_0 – ефективна маса і маса вільного електрона, відповідно, $N_c = 2(2\pi kT m^*/h^2)^{3/2}$ – ефективна густина станів у зоні провідності, N_d – концентрація електрично активних домішок в об'ємі напівпровідника.

Для n-InN $m_e = 0.11 m_0$ [14], тоді мінімальний контактний опір:

$$\rho_{c \min} = 3,32 \cdot 10^6 [\text{Ом} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{K}^{-1/2}] \frac{\sqrt{T} [\text{K}^{1/2}]}{N_d [\text{см}^{-3}]}. \quad (3.2)$$

При концентрації носіїв заряду $8,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (зразок №401), $4,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (зразок №560) та $T=300 \text{ K}$ розрахований мінімальний контактний опір виявився відповідно рівним $6,93 \cdot 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ та $1,73 \cdot 10^{-12} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$.

Оскільки параметри омічних контактів, отриманих після ШТО $T=370^\circ\text{C}$, є найближчими до теоретично обрахованої межі, то для даних сформованих контактів вимірювалась температурна залежність ρ_c з метою визначення механізмів струмопереносу в них.

Ми проводили дослідження температурної залежності питомого контактного опору ρ_c в діапазоні температур від 100 K та вище. Блок-схема

установки для проведення вимірювань лінійності опору, питомого контактного опору та його температурних залежностей наведена в додатку 1.

В даній роботі спостерігались різноманітні залежності $\rho_c(T)$ для обох типів зразків (№401 та №560), що вказувало на неоднорідність даних контактів (рис. 3.1 та рис. 3.2). В результаті вимірювання контактного опору зразка №401 в інтервалі температур 110-380К виявилось, що на залежності $\rho_c=f(T)$ спостерігається дві області (рис. 3.1(a)). В першій області температур 110-340 К спостерігається експоненційне зростання ρ_c по мірі зростання температури, що не описується класичними механізмами струмопереносу. В наступній області в інтервалі $T=340-380\text{K}$ величина ρ_c експоненційно зменшується із зростанням температури і лінійна в координатах $\ln(\rho_c T)=f(1/T)$ (рис. 3.1(б)), що вказує на термоелектронний механізм струмопереносу. Висота потенційного бар'єру ϕ_b , визначена з залежності $\ln(\rho_c T)=f(1/T)$ в області температур 340-380К, рівна 0,23 еВ.

Найбільший інтерес представляли отримані зростаючі залежності $\rho_c(T)$ (рис. 3.2), характерні для металів - а саме спостерігалось зростання ρ_c по мірі зростання температури, що може бути описано механізмом струмопереносу по металевим шунтам [43-45], які формуються в дислокаціях. Однак, для остаточного визначення необхідні подальші дослідження.

В попередніх дослідженнях [15], проведених нами, подібних омічних контактів Au-Ti-Pd-n-InN, що відрізнялись нижчим рівнем легування 10^{18} см^{-3} , також спостерігалась зростаюча залежність $\rho_c(T)$. Отримана залежність не описувалась класичними механізмами струмопереносу - ρ_c зростає з ростом температури: при низьких температурах (від 0 до 30 К) ρ_c росте слабо; в інтервалі температур від 30 до 150 К $\rho_c \sim T^{0.6}$; при температурах вище 150 К $\rho_c \sim T$ (рис. 3.3). Пояснити таку залежність вдалося на основі моделі протікання струму через збагачені електронами ділянки по металевих шунтах, що проростають крізь дислокації, та з урахуванням обмеження протікаючого струму дифузійним підведенням електронів. Узгодження з теорією було отримано при використанні таких параметрів: густина провідних дислокацій $N_D \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, радіус шунта $r = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, довжина шунта $d_D \sim 0.1 \text{ мкм}$. Модель була запропонована д.ф.м.н., проф.

Анатолієм Васильовичем Саченком [43] та підтверджена у наступних роботах [44, 45].

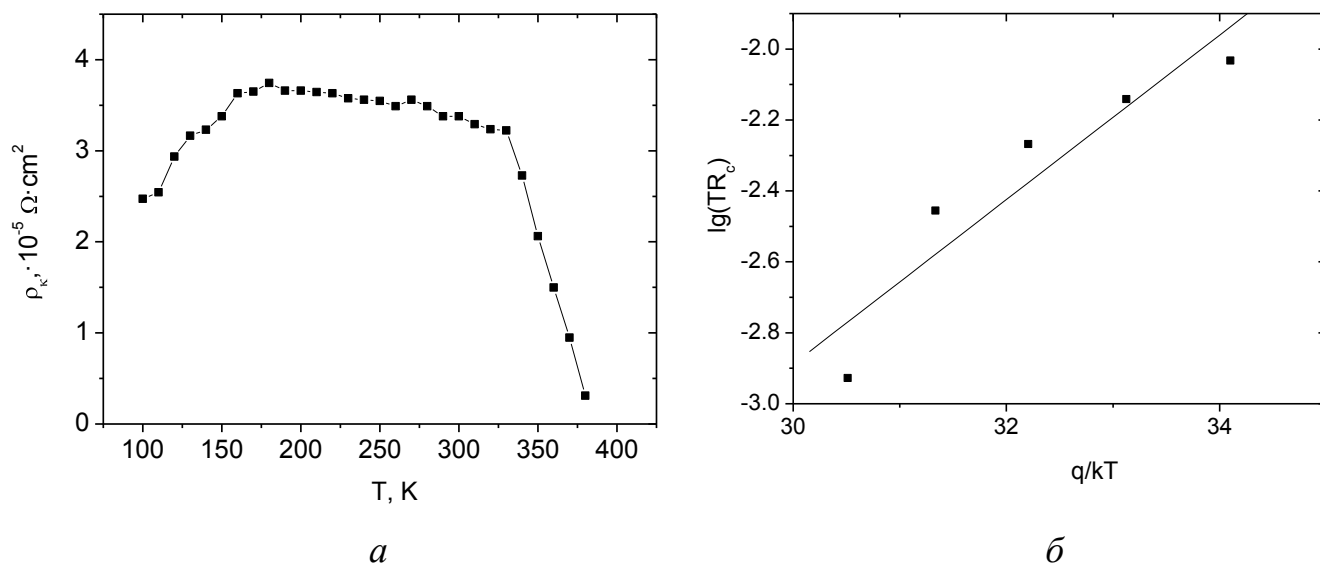


Рис. 3.1. Експериментальна залежність $\rho_c(T)$ омічного контакту Au-Ti-Pd-n-InN , зразок №401

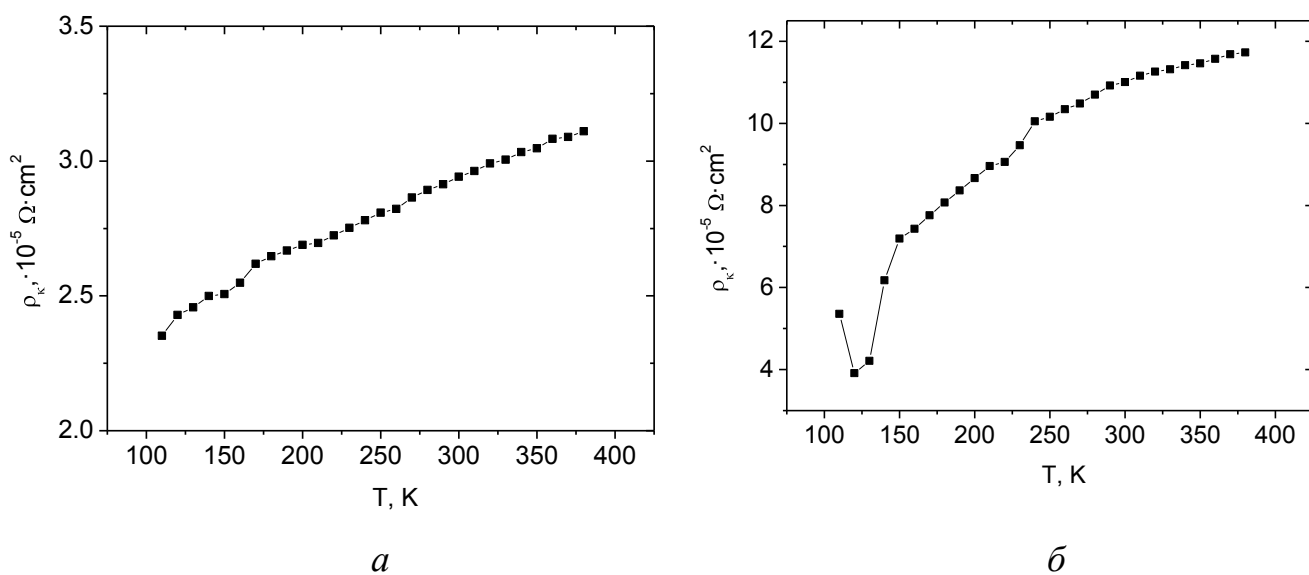


Рис. 3.2. Експериментальні зростаючі залежності $\rho_c(T)$ омічних контактів Au-Ti-Pd-n-InN , а - зразок №401, б – зразок №560

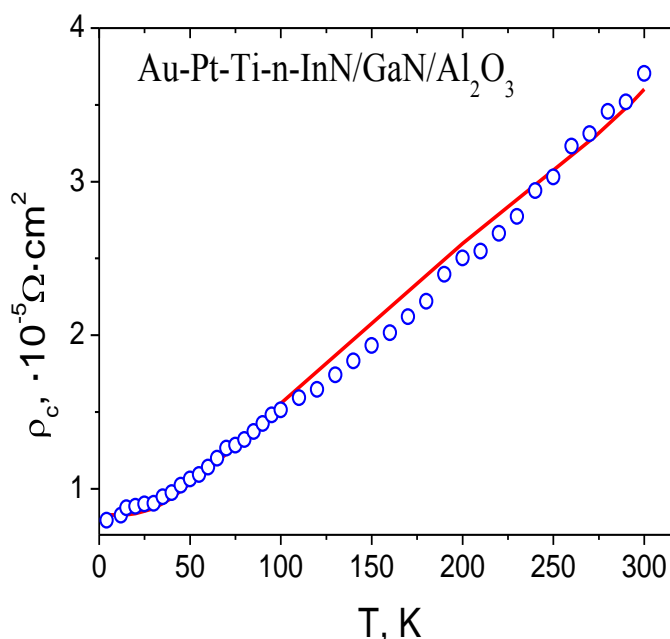


Рис. 3.3. Експериментальна (точки), теоретична (лінія) залежності $\rho_c(T)$ омичного контакту Au-Ti-Pd-n-InN

3.2. Модель протікання струму в омичних контактах через металічні шунти, спряжені з дислокаціями з дифузійним обмеженням струму

По мірі зростання кількості досліджень контактів до напівпровідників з високою густиною дислокацій, де спостерігались зростаючі залежності питомого контактного опору від температури, виникала необхідність в теоретичній розробці механізмів струмопереносу, що дали б змогу детально описати дані зростаючі залежності. До 2010 року єдиними механізмами струмопереносу в контактах до напівпровідників з високою густиною дислокацій залишались механізм струмопереносу по металевим шунтам, спряженими з дислокаціями [7-9], та механізм струмопереносу по металевим шунтам з дифузійним обмеженням струму провідності [10], про які йшлося в розділі 1, пункті 1.2.3.

Однак, детальний аналіз, виконаний в роботі [42] для контактів Шотткі зі сходиною легування показав, що в контактах Шотткі, за виключенням слабо легованих напівпровідників з концентрацією електронів $\leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$, струм провідності визначається не дифузійним обмеженням, а термоелектронною

емісією. Тобто в даному випадку реалізується не дифузійна теорія струмоперенесення, а діодна, що суперечить припущенням в роботі [10].

В роботі [43] проф. Саченком А.В. була запропонована принципово нова теоретична концепція, котра пояснювала зростаючі залежності $R_c(T)$ кремнієвих контактів. В подальшому модель розвивалась в роботах [15;44;45].

В рамках даної моделі враховувалося як проходження струму через металічні шунти, що пронизують дислокації, так і обмеження струму провідності дифузійним підводом. Особливістю даної моделі є припущення про проходження струму через ділянки, збагачені електронами [44], а не збідненні, як це припускалось в роботі [10]. Біля торця кожної дислокації, яка заглиблюється в напівпровідник, утворюється потенціальна яма, оскільки на торці виникає надзвичайно велике електричне поле за рахунок суттєвої кривизни металічних шунтів та їх дуже малих розмірів, що в свою чергу сприяє пониженню висоти бар'єра в області шунта (рис. 3.4).

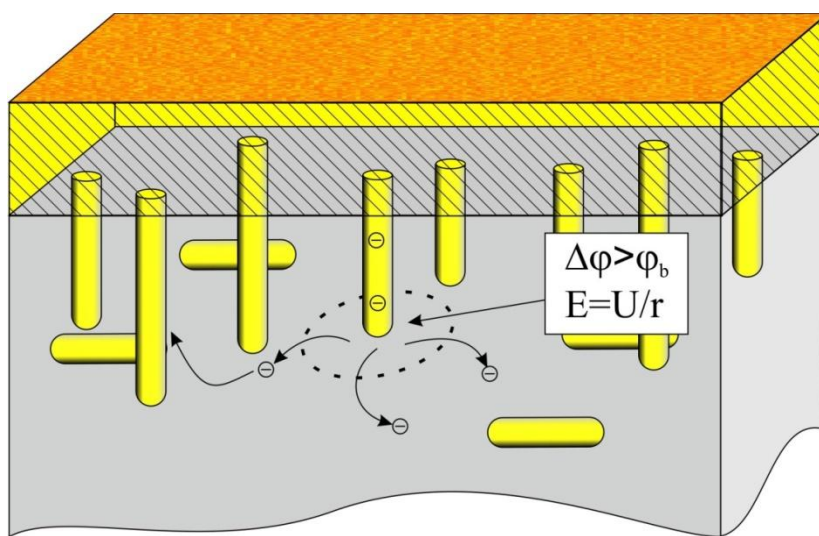


Рис. 3.4. Принципи моделі протікання термоемісійного струму через металічні шунти, спряжені з дислокаціями

В загальному випадку результуючий струм буде складатися з струмів, що проходять через дислокації, та струмів, що протікають між дислокаціями. У випадку достатньо великої густини дислокацій при розрахунку контактного опору можна знехтувати протіканням струму між дислокаціями, оскільки електрони, що

протікають між дислокаціями, будуть долати значний бар'єр ($\geq 0.7\text{eV}$ в широкому діапазоні рівнів легування напівпровідника [44]).

Для густини електричного струму, який тече через контакт метал-напівпровідник в місці виходу дислокації, можна отримати вираз [44]:

$$J_c = \frac{V}{R_{c0}}, \quad (3.3)$$

$$\text{де } R_{c0} = \frac{kT \left(1 + \frac{V_T}{4D_n} e^{y_{c0}} \int_0^{\omega} e^{-y} dy \right)}{q \frac{qV_T}{4} n_{\omega} e^{y_{c0}}}, \quad (3.4)$$

де $y_{c0} = q\varphi_{c0} / kT$ - рівноважний безрозмірний потенціал на межі поділу метал-напівпровідник, D_n - коефіцієнт дифузії електронів.

Величину контактного опору, яка визначається механізмом дифузійного підводу, для контакту одиничної площі можна знайти за формулою:

$$R_{diff} = \frac{R_{c0}}{\pi L_D^2 N_{D1}}, \quad (3.5)$$

де N_{D1} - концентрація провідних дислокацій, що перпендикулярні границі поділу метал-напівпровідник. Величина $\pi L_D^2 N_{D1} S$, де S - площа контакту, виражає сумарну площу, з якої збирається струм, протікаючий через всі дислокації.

Для випадку виродженого напівпровідника в формулі (3.4) необхідно врахувати відповідні значення для коефіцієнта дифузії та довжини екранування, а також провести заміну $n_{c0} = ne^{y_{c0}}$ на $n_{c0} = f_{co}n$, де безрозмірний коефіцієнт $f_{co}n \gg 1$ рівний відношенню концентрації електронів в площині контакту до об'ємної концентрації електронів [44].

У випадку виродженого напівпровідника зв'язок між коефіцієнтом дифузії електронів та рухливістю електронів визначається наступним співвідношенням:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \frac{d(\ln n)}{dz}^{-1}, \quad (3.6)$$

де $z = E_f / kT$ - безрозмірна енергія Фермі,

$$n = \frac{2}{\pi} N_c \frac{T}{300} \int_0^{\infty} \frac{\bar{\eta}}{1 + \exp(\eta - z)} d\eta, \quad (3.7)$$

η – безрозмірна кінетична енергія електронів, N_c – ефективна густина станів в зоні провідності при $T = 300 \text{ K}$.

Дебаєвська довжина екранування (L_D) при довільному ступені легування рівна:

$$L_D = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon_s kT}{2q^2 N_{c0}} \right)^{0.5} \Phi'_{1/2}(z), \quad (3.8)$$

$$\text{де } \Phi'_{1/2}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{x} \exp(-z - x)}{1 + \exp(-z - x)} dx - \text{похідна від безрозмірної енергії Фермі}$$

порядку $1/2$.

Рухливість електронів (μ_n) визначається з (3.6) врахуванням розсіяння електронів для трьох основних механізмів розсіяння носіїв заряду: на заряджених домішках (μ_z), на оптичних коливаннях ґратки (μ_o) і на дислокаціях (μ_D) [41]:

$$\mu_n = \mu_z^{-1} + \mu_o^{-1} + \mu_D^{-1}, \quad (3.9)$$

$$\mu_o(T) = \frac{31.8 \sinh\left(\frac{\theta}{2T}\right)}{\left(\frac{1}{\epsilon_{sh}} - \frac{1}{\epsilon_{sl}}\right) \left(\theta\right)^{0.5} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{1.5} \left(\frac{\theta}{2T}\right)^{1/2} K_1\left(\frac{\theta}{2T}\right)}, \quad (3.10)$$

$$\mu_z(T) = \frac{3.68 \cdot 10^{20} \left(\frac{\epsilon_s}{16}\right)^2 \left(\frac{T}{100}\right)^{3/2}}{n_w \left(\frac{m}{m_0}\right)^{1/2} \log \left[1 + \left(\left(\frac{\epsilon_s}{16}\right) \left(\frac{T}{100}\right) \left(\frac{2.35 \cdot 10^{19}}{n_w}\right)^{1/3} \right)^2 \right]}, \quad (3.11)$$

$$\mu_D = \frac{B \exp(\eta)}{T^{1/2} N_{D2} L_D^5} K_2(\eta), \quad (3.12)$$

де θ - температура поздовжнього оптичного фонона; m – ефективна маса електрона; m_0 - маса електрона, ϵ_{sh} і ϵ_{sl} - відповідно високочастотна та низько-частотна діелектричні проникності напівпровідника; $K_1(\theta/2T)$ - модифікована функція Бесселя першого порядку; $K_2(\eta)$ - модифікована функція Бесселя другого

порядку, де $\eta = \frac{\hbar^2}{16mL_D^2 kT}$; B – розмірний коефіцієнт, що визначається співвідношенням:

$$B = \frac{\left(\frac{e^2 \epsilon_0 \epsilon_{sl} c}{8\sqrt{2\pi k} q^3 \sigma^2 m^{5/2}} \right)}{1}, \quad (3.13)$$

де $\sigma = +\lambda / 2qc$, λ – лінійна густина заряду дислокаційної лінії, c – стала решітки в $[0001]$ напрямку.

Величина

$$\beta = \frac{V_T}{4D_n} e^{y_{c0}} \int_0^w e^{-y(x)} dx \quad (3.14)$$

визначає ступінь дифузійного обмеження, яке існує, якщо $\beta > 1$.

При використанні сильно виродженого напівпровідника контактний опір буде визначатися [44]:

$$R_{tw} = \frac{R_{te}}{\pi r_0^2 N_{D1}}, \quad (3.15)$$

$$\text{де } R_{te} = \frac{k}{qA(m/m_0)T} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{1}{\mu_n L_D^2 N_D N_{D1}} \right) \right]$$

контактний опір при реалізації термоелектронного механізму протікання струму.

Аналізуючи залежність величини R_{diff} від рівня легування і від концентрації дислокацій в напівпровіднику, можна зробити такі висновки:

- у випадку невивродженого напівпровідника величина $R_{diff} \sim \frac{L_D}{\mu_n L_D^2 N_D N_{D1}}$;
- в напівпровідниках з великою концентрацією дислокацій розсіювання на дислокаціях являється домінуючим при низьких рівнях легування при цьому $\mu_D \sim L_D^{-1}$, тоді $R_{diff} \sim N_D^{-1}$;
- при значних рівнях легування ($\mu \approx \mu_Z$) $R_{diff} \sim N_D^{1/2}$;
- у випадку сильно виродженого напівпровідника $R_{diff} \sim N_D^{1/3}$.

Отже, залежність контактного опору, обмеженого дифузійним підводом, від рівня легування напівпровідника значно більш різноманітна, ніж у випадку

термоелектронного механізму в контактах Шотткі, причому з ростом рівня легування можливе не тільки зменшення, але і збільшення контактного опору.

Оскільки послідовно з опором R_{diff} для не виродженого напівпровідника або опором R_{tw} для виродженого напівпровідника ввімкнений сумарний опір всіх металічних шунтів, то повний опір з врахуванням опору металічного шунта [41] можна записати у вигляді суми:

$$R_{CS} = R_{diff}(R_{tw}) + R_{SH}, \text{ де } R_{SH} = \frac{\rho_0 (1 + \alpha T)}{\pi r^2 N_{DI}} d_D \quad (3.16)$$

- опір металічного шунта; ρ_0 - питомий опір металу; r – радіус металічного шунта, d_D - відстань, яку проходять електрони по дислокаціям із об'єму напівпровідника до суцільного металічного контакту.

3.3. Пояснення залежностей ρ_c омічних контактів Au-Ti-Pd-n-InN від температури ШТО

Наявність високої густини дислокацій в структурі n-InN/GaN/Al₂O₃ частково підтверджується мікрофотографіями сколу даної структури (рис. 3.5), де шари InN та GaN характеризуються колончастою структурою, внаслідок існування значних механічних напруг на межах поділу InN/GaN та GaN/Al₂O₃, що спричинено невідповідністю параметрів кристалічної решітки та коефіцієнтів лінійного термічного розширення даних шарів (таб. 1.3).

Під впливом факторів деградації, а саме після швидкої термічної обробки при температурах 350⁰С та 370⁰С з тривалістю до 2 хв спостерігалась певна оптимізація електрофізичних властивостей, а саме зменшення величини та розкиду питомого контактного опору (рис. 3.6), що говорить про сприяння даної термічної обробки формуванню омічного контакту до InN.

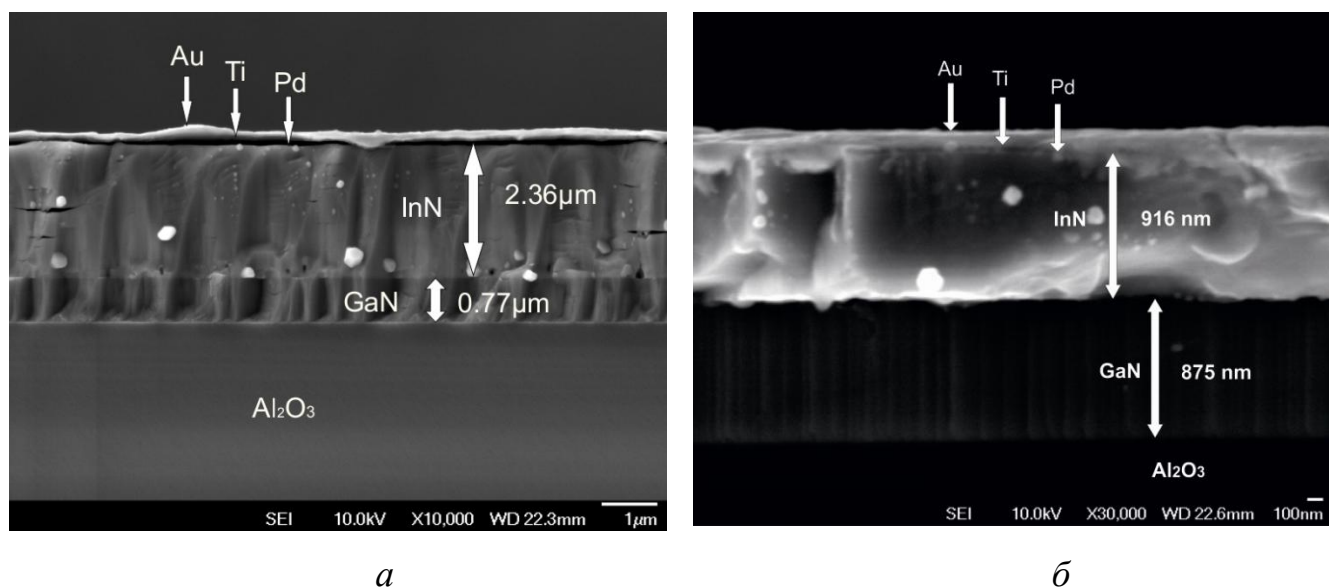


Рис. 3.5. Скол контактної структури $Au-Ti-Pd-n-InN/GaN/Al_2O_3$, а – зразок № 401, б – зразок №560

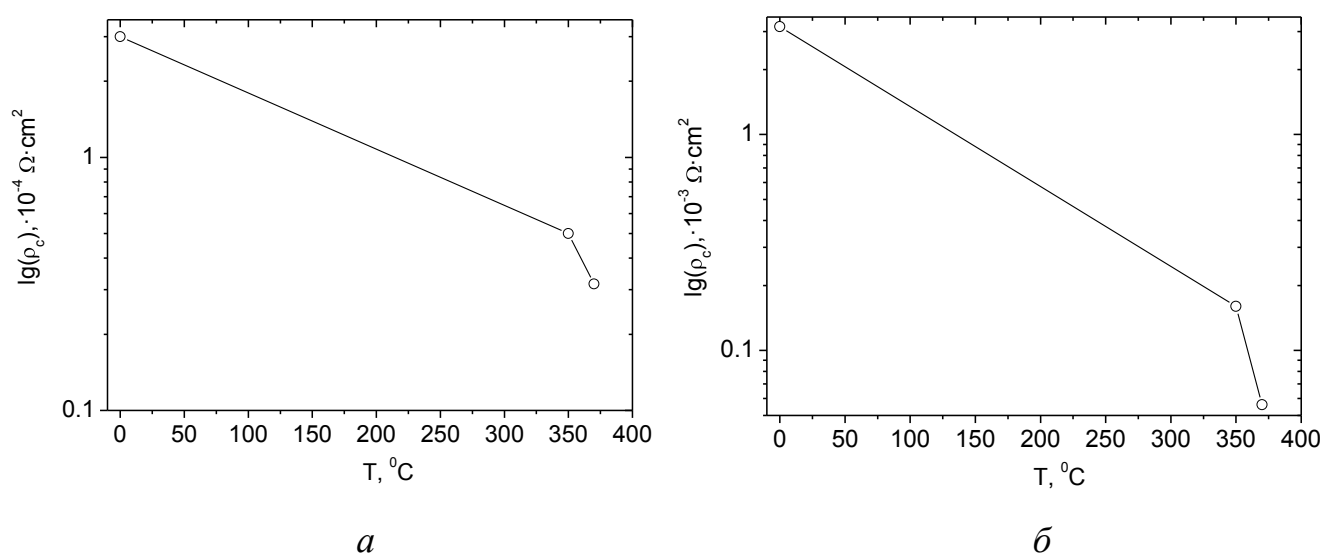


Рис. 3.6. Залежність ρ_c контактної структури $Au-Ti-Pd-n-InN/GaN/Al_2O_3$ від температури ШТО, а – зразок № 401, б – зразок №560

Даний процес зменшення питомого контактного опору зі збільшенням температури швидкої термічної обробки може бути пояснений за рахунок збільшення густини структурних дефектів в напівпровідникових епітаксialьних плівках (в тому числі і дислокацій) після термічного впливу. Згідно моделі, запропонованої в [43-45], де припускається струмоперенос через металічні шунти, спряжені з дислокаціями, підтверджується можливість зростання питомого

контактного опору з ростом температури та зі збільшенням густини провідних дислокацій при врахуванні високого рівня легування напівпровідника ($\sim 8.3 \cdot 10^{18} - 4.1 \cdot 10^{19}$), а саме $\rho_c \sim N_D^{1/3}$.

3.4. Висновки

Для досліджуваних омичних контактів отримані зростаючі залежності $\rho_c(T)$, характерні для металів - а саме спостерігалось зростання ρ_c по мірі зростання температури, що може бути описано механізмом струмопереносу по металевим шунтам, спряженими з дислокаціями. Наявність високої густини дислокацій в структурі n-InN/GaN/Al₂O₃ частково підтверджується мікрофотографіями сколу даної структури.

Процес зменшення питомого контактного опору зі збільшенням температури швидкої термічної обробки може бути пояснений за рахунок збільшення густини структурних дефектів. Оскільки при реалізації моделі струмопереносу по металевим шунтам у випадку виродженого напівпровідника контактний опір омичного контакту збільшується при збільшенні дислокацій, а саме $\rho_c \sim N_D^{1/3}$.

ВИСНОВКИ

1. Проведено огляд існуючих омічних контактів до n-InN, їх переваги та недоліки а також типів деградаційних факторів, що можуть їх оптимізувати після виготовлення. Визначено, що оптимальними є багатошарові контакти, а фактором, що згенерує найменшу кількість дефектів та зможе їх оптимізувати - швидкий термічний відпал.

2. Проведено попереднє вимірювання питомого контактного опору двох типів контактів (з концентраціями електронів в шарі n-InN $8,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ та $4,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) лінійним та радіальним TLM методами. Визначено оптимальність використання радіального TLM методу для даних контактів, проведено вимірювання понад 25 контактів кожного типу, на основі чого визначено їх найбільш ймовірні опори як $3,0 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ($8,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) та $3,2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ($4,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), що характеризувались великим розкидом образованого питомого контактного опору.

3. Оптимальна деградація контакту досягнута після швидкого термічного відпалу при температурі 370°C протягом 2 хвилин. Отримані величини найбільш ймовірного питомого контактного опору зменшились на порядок та складали $3,2 \cdot 10^{-5}$ ($8,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) та $5,6 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ($4,1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

4. Досліджено механізми струмопереносу в оптимізованих омічних контактах, та виявлено ряд закономірностей, що не описуються класичними механізмами струмопереносу. Проведений додатковий огляд літератури показав, що подібні залежності характерні для напівпровідників з високою концентрацією дислокацій, та є струмопротіканням через металеві шунти або їх аналоги.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Priestley N., Farrington N.. Millimetre wave Gunn diode technology and applications // UK Automated RF & Microwave Measurm. Soc. Conf.. – London, 2010. – p. 1–10.
2. Feng Z. C. III-nitride semiconductor materials (Imperial College Press, Singapore, 2006).
3. H. Kamata, K. Naoe, K. Sanada, N. Ichinose Journal of Crystal Growth, 311, 1291–1295 (2009).
4. "Handbook Series on Semiconductor Parameters" vol. 1,2 edited by M. Levinstein, S. Rumyantsev and M. Shur, (World Scientific, London, 1996, 1999)
5. Sze S. M. and Ng K. K., Physics of Semiconductor Devices, 3rd ed. (Wiley, 2007).
6. Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник. М., Радио и связь, 1982, 208 с.
7. Blank T. V., Gol'dberg Yu. A., Konstantinov O. V., Nikitin V. G., Posse E. A.. Peculiarities in the mechanism of current flow through an ohmic contact to gallium phosphide // Tech. Phys. Lett. – 2004. – 30. – с. 806-809.
8. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник // ФТП.— 2007.— Т. 41, №11.— с. 1281-1308.
9. Bessolov V. N., Blank T. V., Gol'dberg Yu. A., Konstantinov O. V., Posse E. A.. Dependence of the mechanism of current flow in the in-n-GaN alloyed ohmic contact on the majority carrier concentration // Semiconductors. – 2008. – 42. – p. 1315-1317.
10. Clausen T., Leistiko O., Chorkendorff I., Larsen J.. Transport properties of low-resistance ohmic contacts to InP // Thin Solid Films. – 1993. – 232. – p. 215-227.
11. Мамедов Р.К. Контакты металл-полупроводник с электрическим полем пятен. – Баку, БГУ, 2003, 231 с.
12. Справочник по электротехническим материалам. В 2т. Т. 2 / под ред. Корицкого Ю. В., Пасынкова В. В., Тареева Б. М. — Ленинград: Энергоатомиздат, 1988. — 728 с.

13. Физические величины / под. ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М: Энергоатомиздат, 1991. — 1231 с.
14. NSM Archive – Physical Properties of Semiconductors [электронный ресурс] <http://www.mattrop.ru>.
15. Саченко А.В., Беляев А.Е., Болтовец Н.С., Брунков П.Н., Жмерик В.Н., Иванов С.В., Капитанчук Л.М., Конакова Р.В., Кладько В.П., Романец П.Н., Сай П.О., Сафрюк Н.В., Шеремет В.Н.. Температурные зависимости удельного контактного сопротивления в омических контактах к n^+ -InN // ФТП. - 2015. - т.49, №4. - с. 472-482.
16. Abernathy C. R., Pearton S. J., Ren F., & Wisk P. W.. Growth of InN for ohmic contact formation by electron cyclotron resonance metalorganic molecular-beam epitaxy // Journal of Vacuum Science & Technology. -1993. - 11(2). - p. 179-182.
17. Lin M.E., Huang F.J., Morkoc H.. Nonalloyed ohmic contacts on GaN using InN/GaN shortperiod superlattices // Applied physics letters. - 1994. - 64(19). - p. 2557-2559.
18. Ren F., Abernathy C. R., Pearton S. J., & Wisk, P. W.. Thermal stability of Ti/Pt/Au nonalloyed ohmic contacts on InN // Applied physics letters. - 1994. - 64(12). - p. 1508-1510.
19. Ren F., Abernathy C. R., Chu S. N. G., Lothian J. R., & Pearton, S. J.. Use of InN for Ohmic contacts on GaAs/AlGaAs heterojunction bipolar transistors // Applied physics letters - 1995. - 66(12). - p. 1503-1505.
20. Durba A., Pearton S.J., Abernathy C.R., Lee J.W., Holloway P.H., Ren F.. Microstructural stability of ohmic contacts to $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ // J. Vac. Sci. Technol. B - 1996. - 14(4). - p. 2582-2587.
21. Varthli C.B., Pearton S.J., Abernathy C.R., MacKenzie J.D., Shul R.J., Zolper J.C., Lovejoy M.L., Baca A.G., Hagerott-Crawford M.. Thermal stability of W, WSi_x , and Ti/Al ohmic contacts to InGaN, InN, and InAlN // J.Vac. Sci. Technol. B. - 1996. - 14(6). - p. 3520-3522.

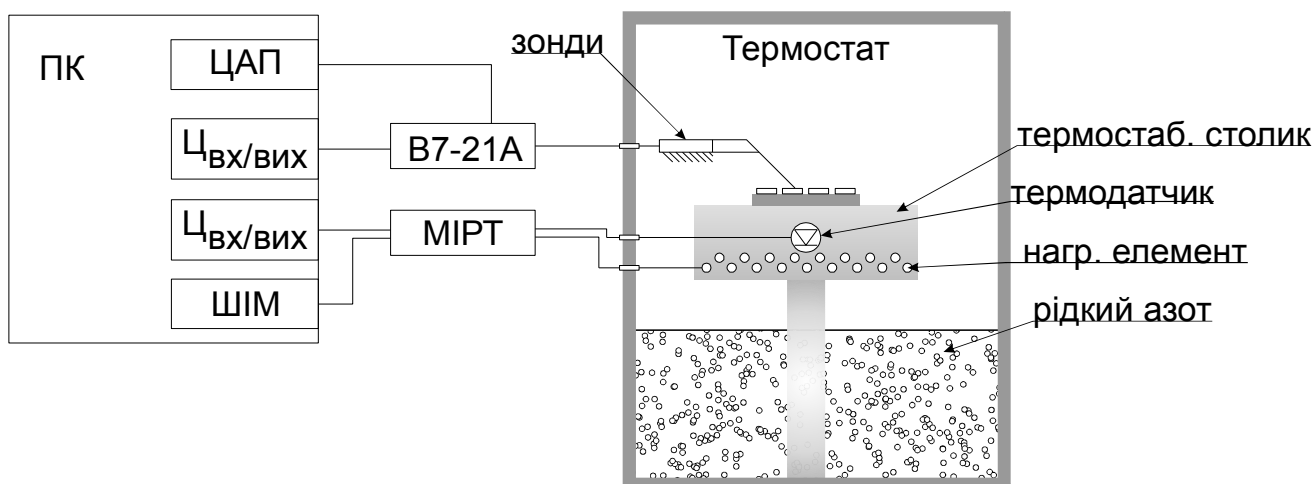
22. Donovan S. M., MacKenzie J. D., Abernathy C. R., Pearton S. J., Ren F., Jones K., & Cole M.. InN-based Ohmic contacts to InAlN // *Applied physics letters*. - 1997. - 70(19). - p. 2592-2594.
23. Ren F., Vartuli C.B., Pearton S.A., Abernathy C.R., Donovan S.M., MacKenzie J.D., Shul R.J., Zolper J.C., Lovejoy M.L., Boy A.G., Hagerott-Crawford M., Jones K.A. Comparison of ohmic metallization schemes for InGaAlN // *Vac. Sci. Technol A*. 1997. - 15(3). - p. 802-806.
24. Vartuli C.B., Pearton S.J., Abernathy C.R., MacKenzie J.D., Lovejoy M.L., Shul R.J., Zolper Z.C., Baca A.G., Hagerot-Crawford M., Jones A., Ren F.. Conduction mechanisms in W and WSix ohmic contacts to InGaN and InN // *Sol. Stat. Electron*. - 1997. - 41(4). - p. 531-534.
25. Donovan S. M., MacKenzie J. D., Abernathy C. R., Pearton S. J., Ren F., Jones K., & Cole M.. Thermal stability of ohmic contacts to InN // *Solid-State Electronics*. - 1998. - 42(10). - p. 1831-1833.
26. Kim H.-K., Jang J.-S., Park S.-J.. Electrical and Structural Properties of W Ohmic Contacts to InGaN // Tac-Jeon Seong J. *Electrochem. Soc*. - 2000. - 147(4). - p. 1573-1576.
27. Lu H., Schaff W. J., Eastman L. F., & Stutz C. E.. Surface charge accumulation of InN films grown by molecular-beam epitaxy // *Applied physics letters*. - 2003. - 82(11). - p. 1736-1738.
28. Chang C.-Y., Chi G.-C., Wang W.-M., Chen L.-C., Chen K.-H., Ren F., Pearton S.J.. Transport properties of InN nanowires // *Applied physics letters*. - 2005. - 87(9). - p. 093112-1 - 093112-3.
29. Khanna R., Gila B. P., Stafford L., Pearton S. J., Ren F., Kravchenko I. I., & Osinsky A.. Thermal stability of Ohmic contacts to InN // *Applied physics letters*. - 2007. - 90(16). - p. 162107-162107.
30. G. Pozzovivo, J. Kuzmik, C. Giesen, M. Heuken, J. Liday, G. Strasser, and D. Pogany. Low resistance ohmic contacts annealed at 600 °C on a InAlN/GaN heterostructure with SiCl₄-reactive ion etching surface treatment // *Phys. Status Solidi C* 6. - 2009. - No. S2. - p. S999–S1002.

31. Zhou L., Leach J. H., Ni X., Morkoc H., and Smith D. J.. Ti/Al/Ni/Au Ohmic contacts for AlInN/AlN/GaN-based heterojunction field-effect transistors // *Journal of Applied Physics*. - 2010. - № 107. - p. 014508-1 - 014508-5.
32. Lo C.-F., Liu L., Chang C. Y., Ren F., Craciun V., Pearton S. J., Heo Y. W., Laboutin O., and Johnson J. W.. Annealing temperature dependence of Ohmic contact resistance and morphology on InAlN/GaN high electron mobility transistor structures. // *J.Vac. Sci. Technol. B.* - 2011. - 29(2). - p. 021002-1 - 021002-5.
33. Lee J., Yan M., Ofuonye B., Jang J., Gao X., Guo S., and Adesida I.. Low resistance Mo/Al/Mo/Au ohmic contact scheme to InAlN/AlN/GaN heterostructure // *Phys. Status Solidi A* 208. - 2011. - No. 7. - p. 1538–1540.
34. Kim S., Ryou J.-H., Dupuis R. D., and Kim H.. Carrier transport mechanism of low resistance Ti/Al/Au ohmic contacts to AlInN/GaN heterostructures // *Applied physics letters*. - 2013. - 102(5). - p. 052107-1 - 052107-4.
35. Liu Y., Singh S. P., Ngoo Y. J., Kyaw L. M., Bera M. K., Lo Q. Q., and Chor E. F.. Low thermal budget Hf/Al/Ta ohmic contacts for InAlN/GaN-on-Si HEMTs with enhanced breakdown voltage // *J.Vac. Sci. Technol. B.* - 2014. - 32(3). - p. 032201-1 - 032201-7.
36. Шеремет В. Н. Метрологические аспекты измерения сопротивления омических контактов // *Известия вузов. Радиоэлектроника* – 2010. – 53 (3). - с. 3-12
37. Андреев А. Н., Растегаева М. Г., Растегаев В. П., Решанов С. А.. К вопросу об учете растекания тока в полупроводнике при определении переходного сопротивления омических контактов // *ФТП*. — 1998. — Т. 32, № 7. — с. 832—838.
38. Ivanov S.V., Shubina T.V., Komissarova T.A., Jmeric V.N.. Metastable nature of InN and In-rich InGaN alloys // *J. Cryst. Growth*, - 2014. – 403. – p. 83-102.
39. Давыдов В. Ю., Клочихин А. А.. Электронные и колебательные состояния InN и твердых растворов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ // *ФТП*. – 2004. – Т. 38, № 8. – с. 897-936.

40. Самсонов Г. В.. Свойства элементов. Часть 1. Физические свойства — М. : Металлургия, 1976. — 600 с.
41. Физические методы диагностики в микро- и нанoeлектронике / под ред. А.Е.Беляева, Р.В.Конаковой. Харьков: ИСМА. 2011. – 284 с.
42. Kupka R.K., Anderson W.A.. Minimal ohmic contact resistance limits to n-type semiconductors// J. Appl. Phys.- 1991. - V.69, N 6.- p. 3623-3632
43. Belyaev A.E., Boltovets N.S., Konakova R.V., Kudryk Ya.Ya., Sachenko A.V., Sheremet V.N.. Temperature dependence of contact resistance of Au–Ti–Pd₂Si–n⁺–Si ohmic contacts Semicond. Phys // Quant. Electron. Optoelectrton. – 2010. – 13 (4). – p. 436-438.
44. Беляев А.Е., Болтовец Н.С., Конакова Р.В., Кудрик Я.Я., Саченко А.В., Шеремет В.Н., Виноградов А.О.. Температурная зависимость контактного сопротивления омических контактов Au–Ti–Pd₂Si–n⁺–Si, подвергнутых микроволновому облучению // ФТП. – 2012. – Т. 46, №3. - с. 348-355.
45. Sachenko A. V., Belyaev A. E., Boltovets N. S., Konakova R. V., Kudryk Ya. Ya., Novitskii S. V., Sheremet V. N., Li J., Vitusevich S. A.. Mechanism of contact resistance formation in ohmic contacts with high dislocation density // Appl. Phys. – 2012. - 111 (8), - p. 083701-1 – 083701-9.

ДОДАТОК А

Блок-схема установки для проведення вимірювань лінійності опору, питомого контактного опору та його температурних залежностей



Блок-схема установки для проведення вимірювань лінійності опору та питомого контактного опору та їх температурних залежностей.

Позначення:

- ЦАП - цифро-аналоговий перетворювач;
- Ц_{ВХ/ВИХ} - керування вхідними та вихідними цифровими сигналами за якими знімаються покази приладів та відбувається їх керування;
- ШІМ - широтно-імпульсно модульований сигнал;
- В7-21А - автоматизований багатофункціональний вольтметр;
- МІРТ - модуль імпульсного регулювання температурою.